

F4110
Kvantová fyzika atomárních soustav
letní semestr 2007 - 2008

XI.
Zpomalené a zastavené světlo

KOTLÁŘSKÁ 7. KVĚTNA 2008

Úvodem

1999

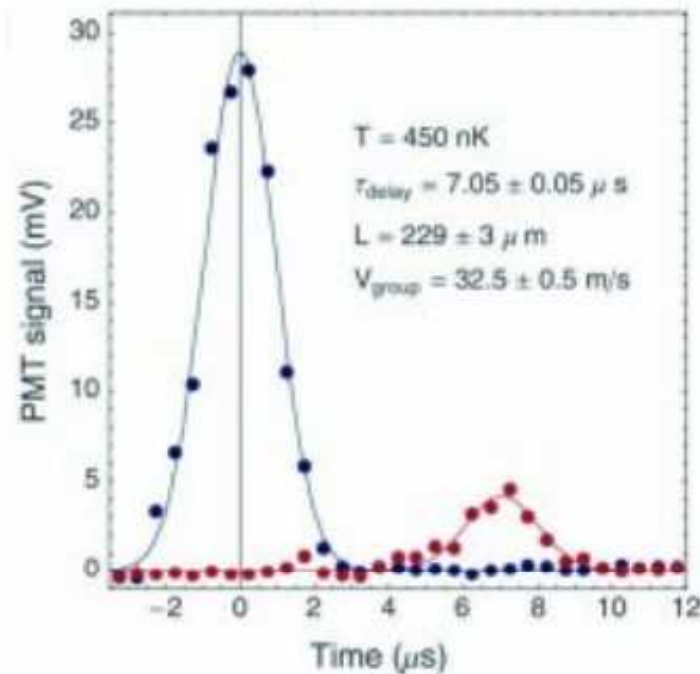
1999 - Nature 18 Feb.,(Vol.397, p.594)

L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behrozi

Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas

Na - atomy, $T = 450$ nK (15 nK nad T_c), 17 m/s (32 m/s)

*historicky první,
ale
naprosto typický
výsledek experimentu*



1999

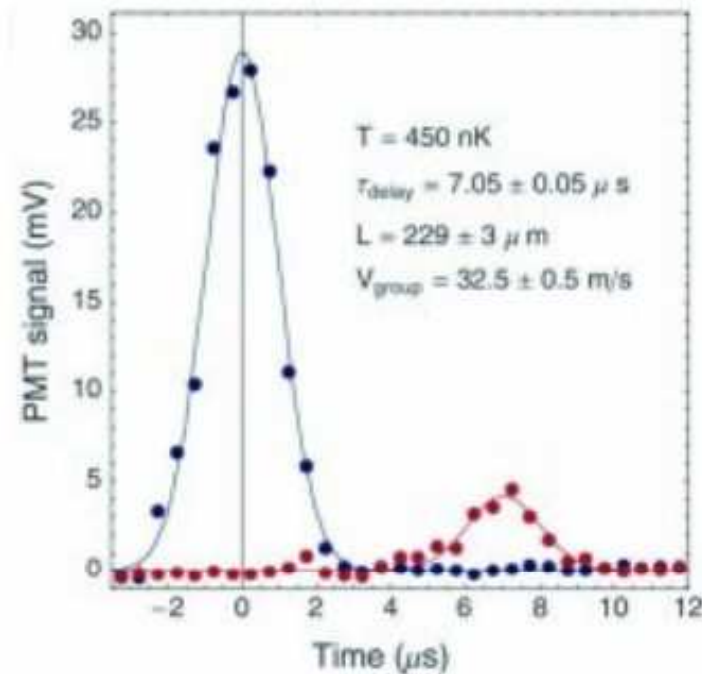
1999 - Nature 18 Feb.,(Vol.397, p.594)

L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behrozi

Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas

Na - atomy, $T = 450$ nK (15 nK nad T_c), 17 m/s (32 m/s)

sodíková
D-čára



1999

1999 - Nature 18 Feb.,(Vol.397, p.594)

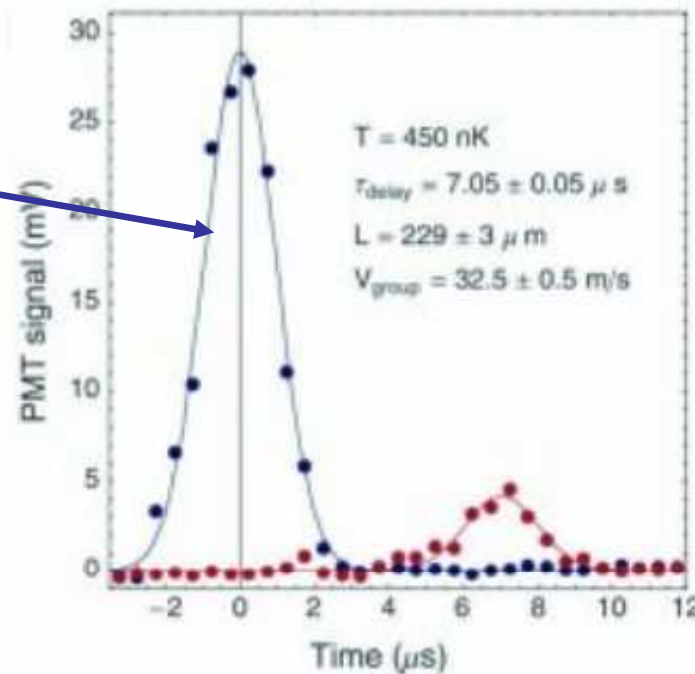
L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behrozi

Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas

Na - atomy, $T = 450$ nK (15 nK nad T_c), 17 m/s (32 m/s)

obálka pulsu na vstupu

sodíková
D-čára



1999

1999 - Nature 18 Feb.,(Vol.397, p.594)

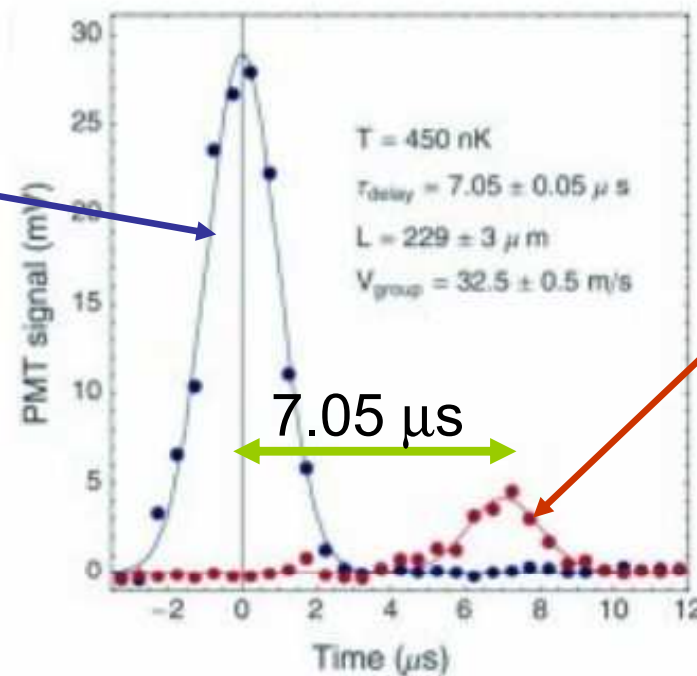
L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behrozi

Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas

Na - atomy, $T = 450$ nK (15 nK nad T_c), 17 m/s (32 m/s)

obálka pulsu na vstupu

sodíková D-čára



obálka pulsu na výstupu

1999

1999 - Nature 18 Feb.,(Vol.397, p.594)

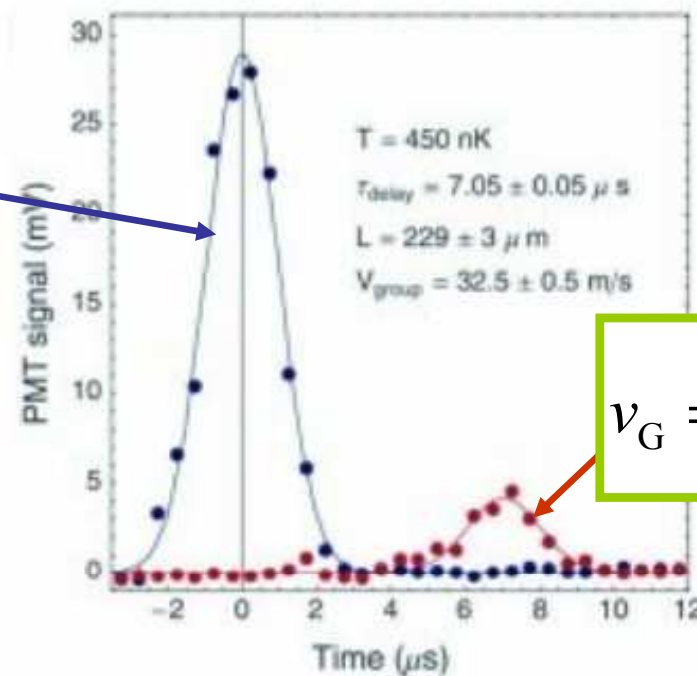
L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behrozi

Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas

Na - atomy, $T = 450$ nK (15 nK nad T_c), 17 m/s (32 m/s)

obálka pulsu na vstupu

sodíková D-čára



obálka pulsu na výstupu

$$v_G = \frac{229 \times 10^{-6} \text{ m}}{7.05 \times 10^{-6} \text{ s}} = 32.5 \text{ m s}^{-1}$$

1999

1999 - Nature 18 Feb.,(Vol.397, p.594)

L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behrozi

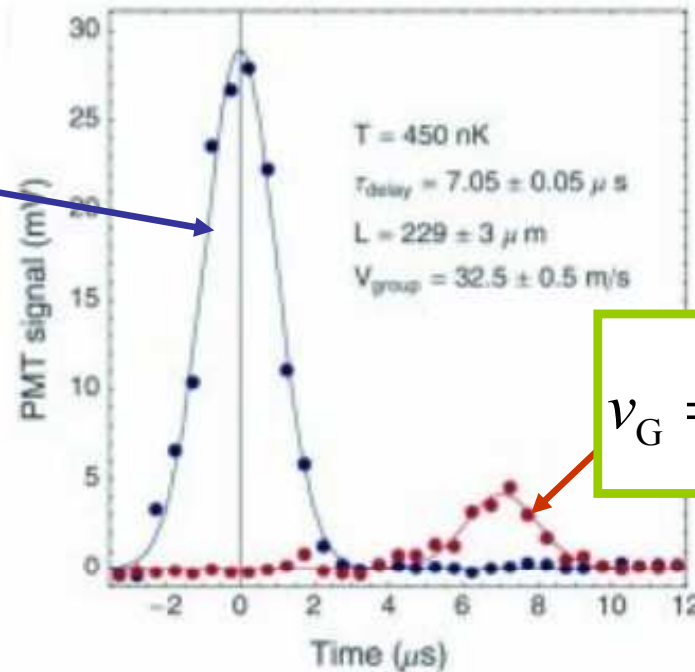
Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas

Na - atomy, $T = 450$ nK (15 nK nad T_c), 17 m/s (32 m/s)

BEC ???

obálka pulsu na vstupu

sodíková D-čára



obálka pulsu na výstupu

$$v_G = \frac{229 \times 10^{-6} \text{ m}}{7.05 \times 10^{-6} \text{ s}} = 32.5 \text{ m s}^{-1}$$

Vývoj 1999 – 2004

1999

2000

2001

2002

2003

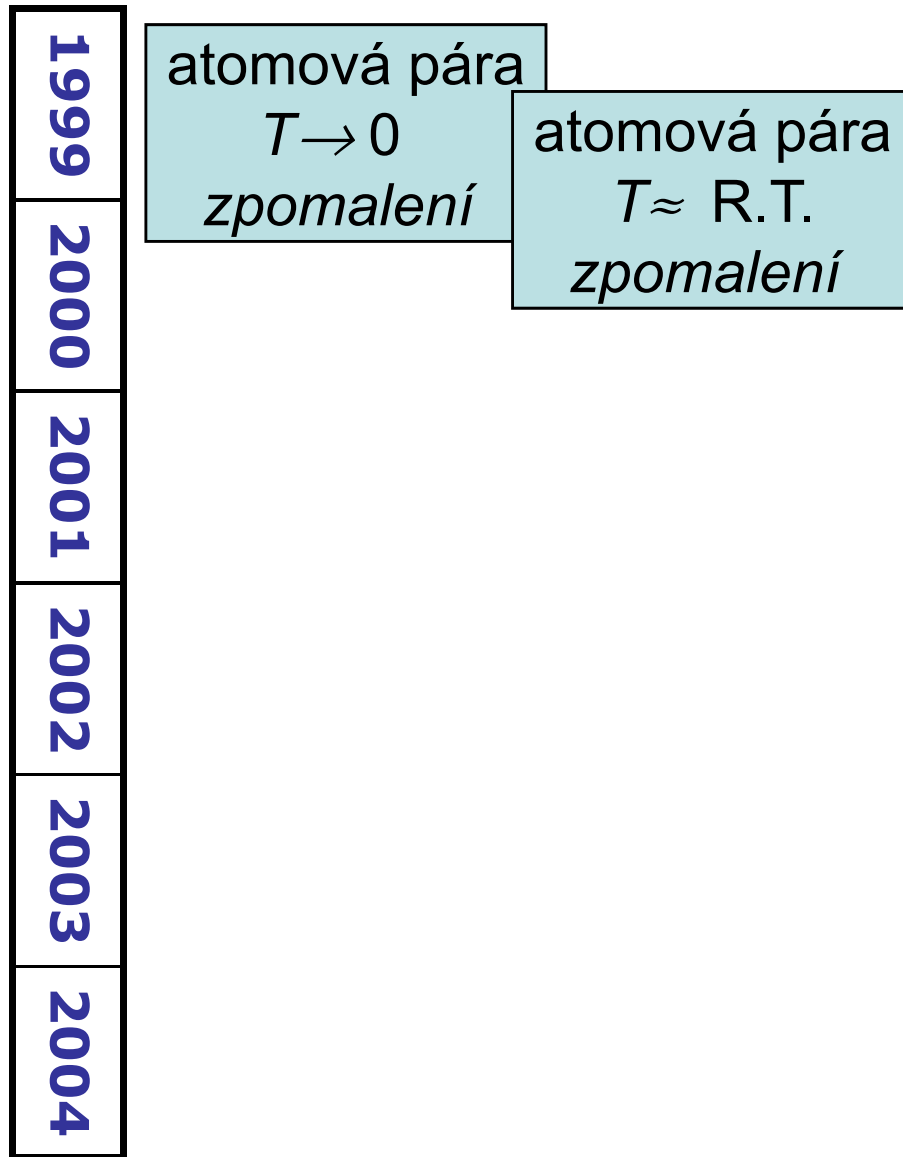
2004

atomová pára

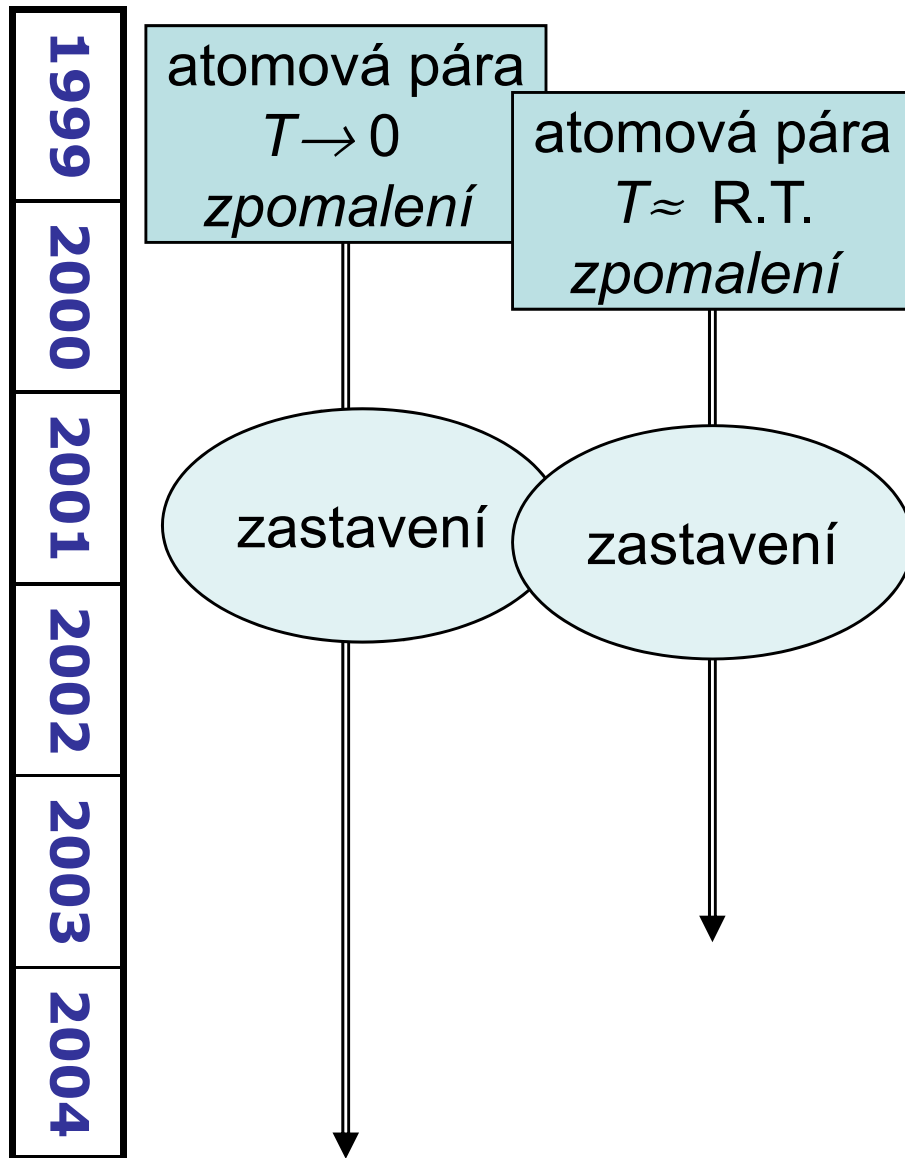
$T \rightarrow 0$

zpomalení

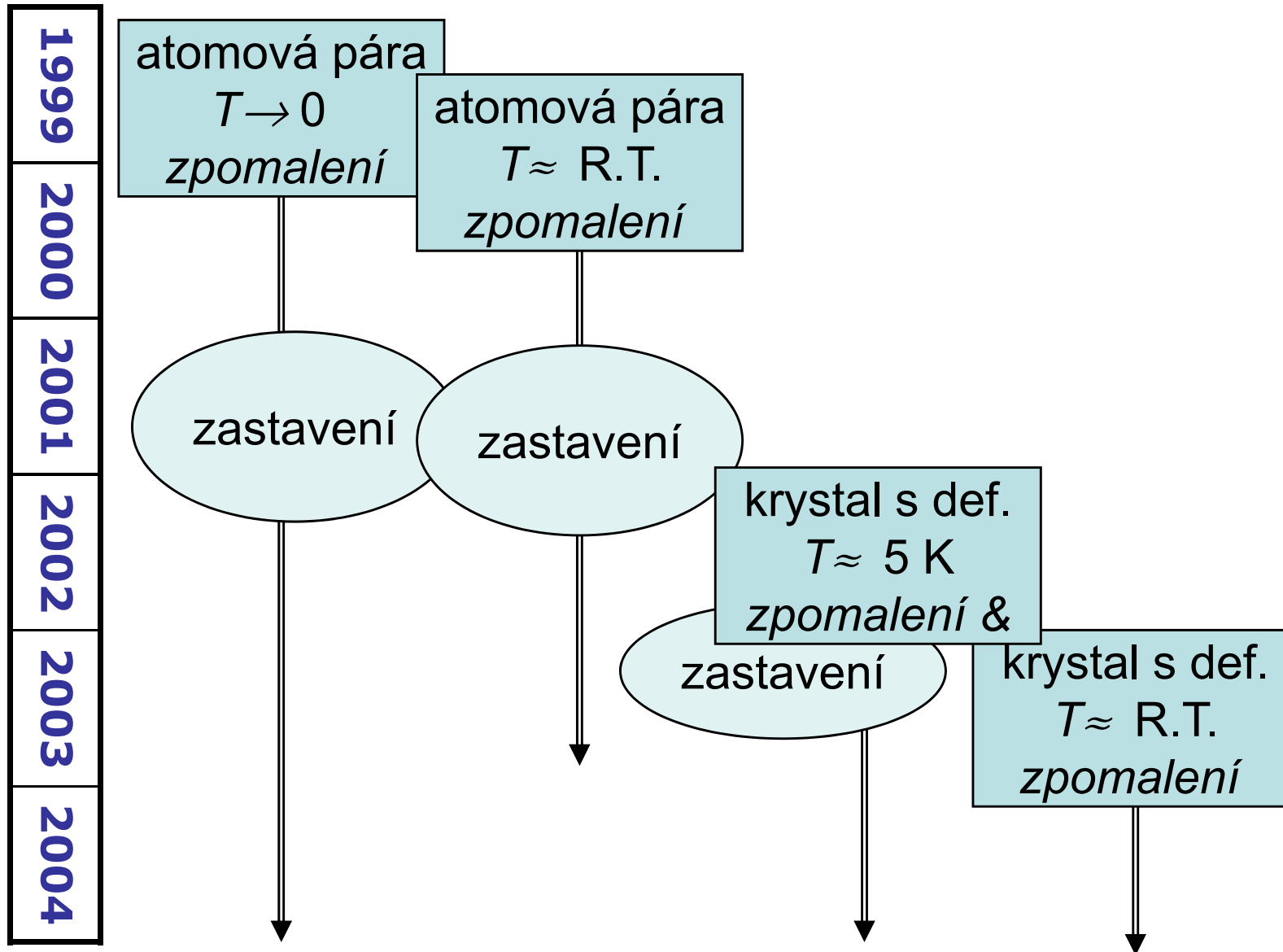
Vývoj 1999 – 2004



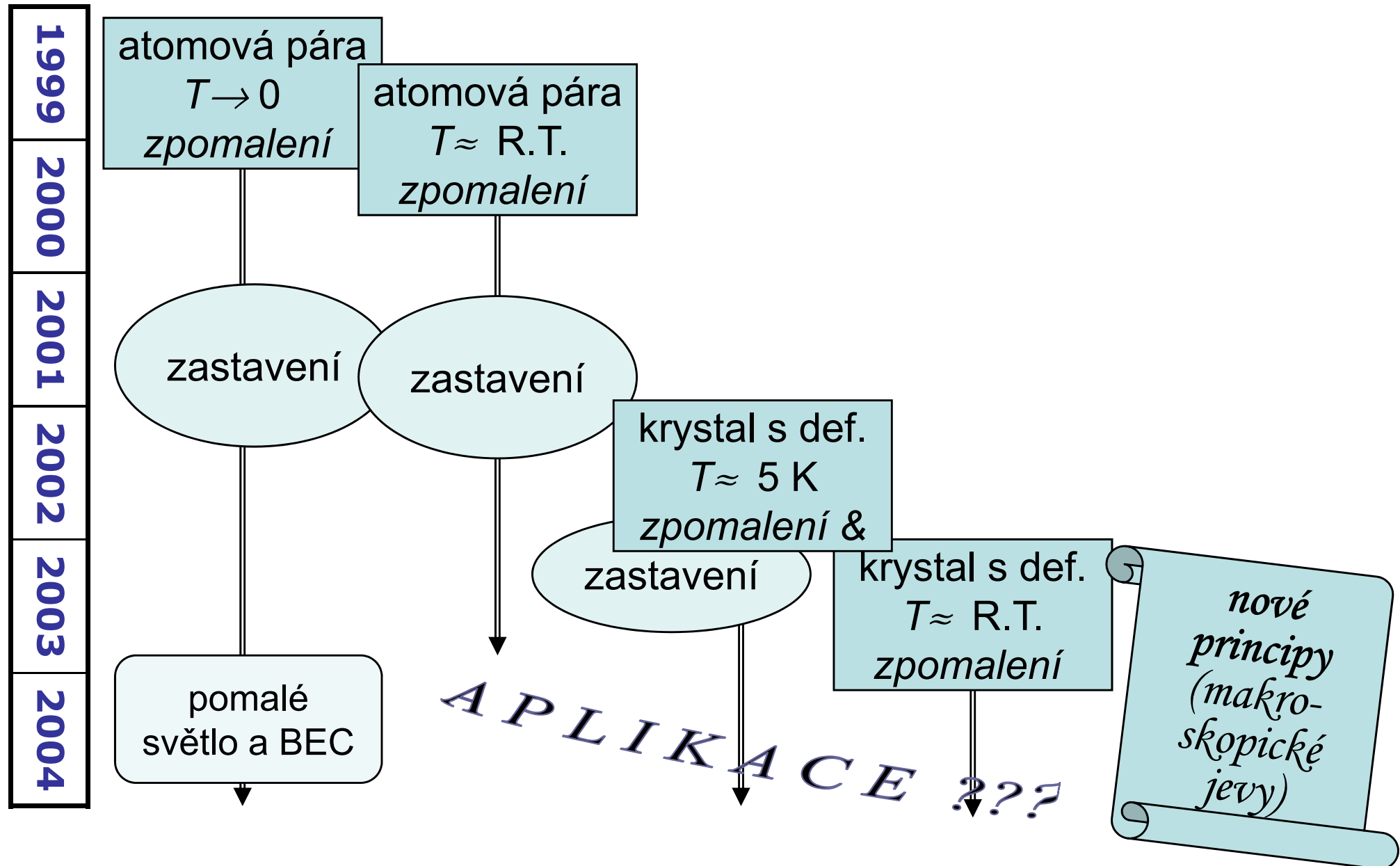
Vývoj 1999 – 2004



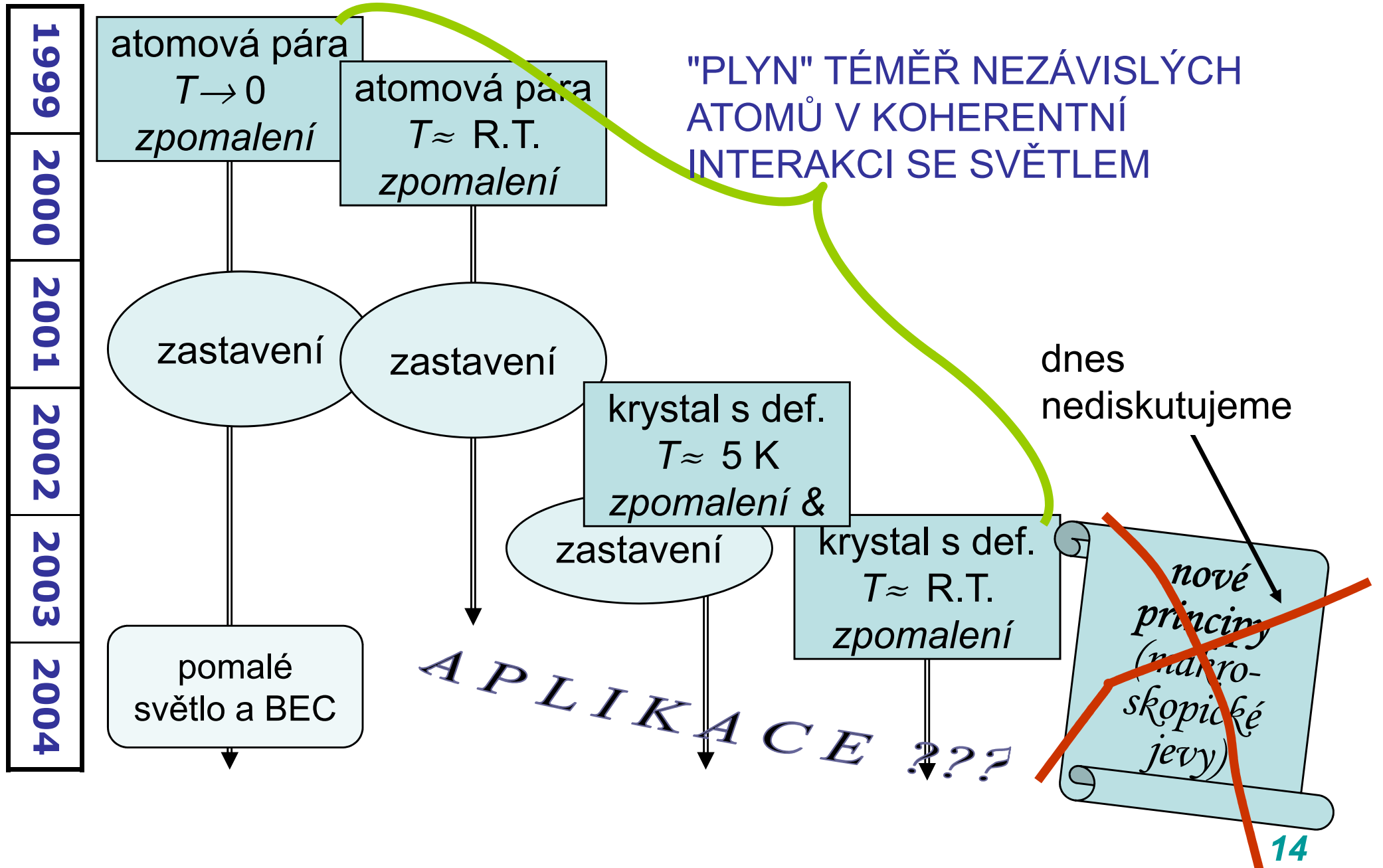
Vývoj 1999 – 2004



Vývoj 1999 – 2004



Vývoj 1999 – 2004



Zpomalené a zastavené světlo v řídkých atomárních soustavách

... dnešní téma

Makroskopický popis

- ❑ zpomalení i úplné zastavení světla ... *malá grupová rychlost v_g*
- ❑ podmínka: *vysoká disperse a malá absorpce* kolem nosné frekvence pulsu

Možnosti: na základě jevů kvantové koherence světla a hmotné soustavy

- ❑ Elektromagneticky Indukovaná Transparence -- **EIT**
... *navrhováno dávno v teoretické kvantové optice – 1969*
- ❑ koherentní oscilace obsazení hladin
... *teoreticky objeveno a zkoumáno od r. 1981*

Realisace: *počínajíc rokem 1999, stále v rozvoji*

DVA PILÍŘE

<i>v experimentální oblasti</i>	<i>v teoretické oblasti</i>
laserová spektroskopie vysokého rozlišení	kvantová optika
volba, příprava a ovládání atomárních systémů	atomová fyzika

AKT I. ZPOMALENÉ SVĚTLO

- pohled makroskopické fyziky
- pohled kvantové optiky
- pohled atomové fyziky a konkrétní experimenty

Pohled makroskopické fyziky

- ❑ puls jako vlnové klubko v dispergujícím prostředí
výrazy pro grupovou rychlost
- ❑ makroskopická elektrodynamika hmotných prostředí
Maxwellovy rovnice, materiálový vztah, elmg. vlny
- ❑ komplexní index lomu, Kramers-Kronigovy relace
podmínky pro zpomalení a zastavení světla

Šíření vlnových pulsů v dispergujícím prostředí

rovinná monochromatická vlna

$$\begin{aligned}u(x, t) &= \cos(\omega [t - x / v_f(\omega)]) \\ &= \cos(\omega [t - n(\omega)x / c]) \\ &= \operatorname{Re} \{ \exp(-i\omega [t - n(\omega)x / c]) \}\end{aligned}$$

fázová rychlost vlny o frekvenci ω
index lomu

$$n(\omega) = c / v_f(\omega)$$

fáze

(Moivre $e^{i\phi} = \cos \phi + i \cdot \sin \phi$).

Šíření vlnových pulsů v dispergujícím prostředí

rovinná monochromatická vlna

$$\begin{aligned}u(x, t) &= \cos(\omega [t - x / v_f(\omega)]) \\ &= \cos(\omega [t - n(\omega)x / c]) \\ &= \operatorname{Re} \{ \exp(-i\omega [t - n(\omega)x / c]) \}\end{aligned}$$

fázová rychlost vlny o frekvenci ω
index lomu

$$n(\omega) = c / v_f(\omega)$$

fáze

(Moivre $e^{i\phi} = \cos \phi + i \cdot \sin \phi$).

bezdispersní prostředí

$$\begin{aligned}v_f(\omega) &= c \\ n(\omega) &= 1\end{aligned}$$

Šíření vlnových pulsů v dispergujícím prostředí II.

puls o nosné frekvenci $\omega \equiv$ vlnové klubko

lineární superposice rovinných vln $\omega - \delta < \bar{\omega} = \omega + \eta < \omega + \delta$

$$u(x, t) = \int \frac{d\bar{\omega}}{2\pi} A(\bar{\omega}) \exp(-i\bar{\omega} [t - n(\bar{\omega})x/c])$$

fáze do lineární aproximace podle η

$$\bar{\omega} [t - n(\bar{\omega})x/c] = \omega [t - n(\omega)x/c] + \eta [t - n(\omega)x/c] - \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} \eta x/c$$

Šíření vlnových pulsů v dispergujícím prostředí II.

puls o nosné frekvenci $\omega \equiv$ vlnové klubko

lineární superposice rovinných vln $\omega - \delta < \bar{\omega} = \omega + \eta < \omega + \delta$

$$u(x, t) = \int \frac{d\bar{\omega}}{2\pi} A(\bar{\omega}) \exp(-i\bar{\omega} [t - n(\bar{\omega})x/c])$$

fáze do lineární aproximace podle η

$$\bar{\omega} [t - n(\bar{\omega})x/c] = \omega [t - n(\omega)x/c] + \eta [t - n(\omega)x/c] - \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} \eta x/c$$

grupový index lomu

$$n_g(\omega) = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}$$

Šíření vlnových pulsů v dispergujícím prostředí II.

puls o nosné frekvenci $\omega \equiv$ vlnové klubko

$$u(x, t) = \exp(-i\omega[t - n(\omega)x/c]) \int \frac{d\eta}{2\pi} A(\omega + \eta) \exp(-i\eta[t - n_g(\omega)x/c])$$

$$u(x, t) = \exp(-i\omega[t - x/v_f(\omega)]) \times A(t - x/v_g(\omega))$$

nosná vlna

fázová rychlost

$$v_f(\omega) = c/n(\omega)$$

index lomu

$$n(\omega)$$

$$1 < n < 4$$

× obálka pulsu

grupová rychlost

$$v_g(\omega) = c/n_g(\omega)$$

grupový index lomu

$$n_g(\omega) = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}$$

???????

Šíření vlnových pulsů v dispergujícím prostředí II.

puls o nosné frekvenci ω \equiv vlnové klubko

$$u(x, t) = \exp(-i\omega[t - x/v_f(\omega)]) \times A(t - x/v_g(\omega))$$

nosná vlna

fázová rychlost

$$v_f(\omega) = c/n(\omega)$$

index lomu

$$n(\omega)$$

$$1 < n < 4$$

× obálka pulsu

grupová rychlost

$$v_g(\omega) = c/n_g(\omega)$$

grupový index lomu

$$n_g(\omega) = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}$$

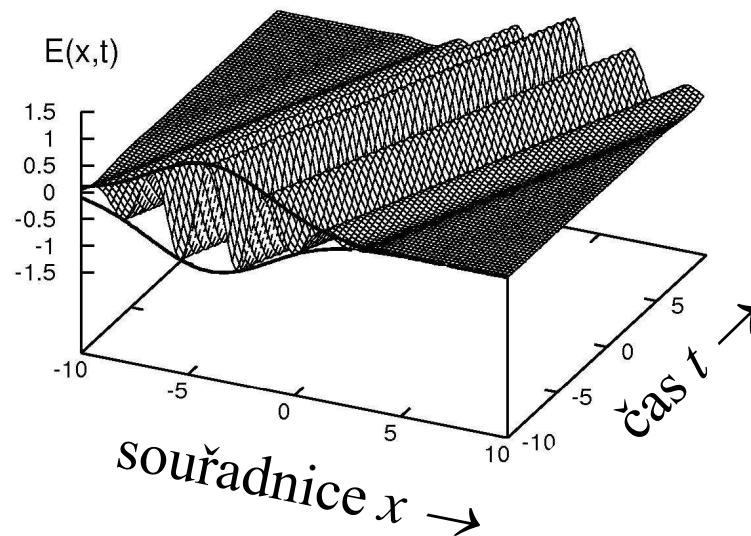
???????

rozhodující je **disperse indexu lomu**

Šíření vlnových pulsů v dispergujícím prostředí III.

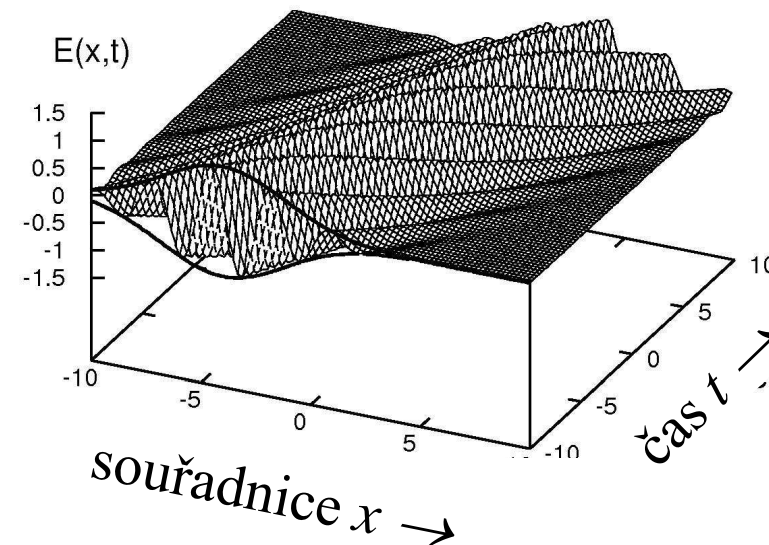
v bezdispersním prostředí se fáze a obálka pulsu pohybují společně,

$$v_f = v_g$$



v dispersivním prostředí fáze předbíhá obálku pulsu nízké frekvence -- vysoké,

$$v_f > v_g$$



Elektrodynamika hmotných (spojitých) prostředí

Výchozí otázka: fyzikální původ indexu lomu

1/2 odpovědi – **Maxwellovy rovnice** (neomezená homogenní isotropní látka)

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\dot{\mathbf{B}} \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mu_0 \dot{\mathbf{D}} \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= \mathbf{0} \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= \mathbf{0} \end{cases}$$

Elektrodynamika hmotných (spojitých) prostředí

Výchozí otázka: fyzikální původ indexu lomu

½ odpovědi – **Maxwellovy rovnice** (neomezená homogenní isotropní látka)

dynamické rovnice	$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \\ \text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \dot{\mathbf{D}} \end{array} \right.$
okrajové podmínky	$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \mathbf{D} = 0 \\ \text{div } \mathbf{B} = 0 \end{array} \right.$

Elektrodynamika hmotných (spojitých) prostředí

Výchozí otázka: fyzikální původ indexu lomu

1/2 odpovědi – **Maxwellovy rovnice** (neomezená homogenní isotropní látka)

dynamické
rovnice

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \\ \text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \dot{\mathbf{D}} \end{array} \right.$$

okrajové
podmínky

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \mathbf{D} = 0 \\ \text{div } \mathbf{B} = 0 \end{array} \right.$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

posunutí vakua
pošná komponenta

induk. polarisace
hmotná komponenta

□

Elektrodynamika hmotných (spojitých) prostředí

Výchozí otázka: fyzikální původ indexu lomu

1/2 odpovědi – **Maxwellovy rovnice** (neomezená homogenní isotropní látka)

dynamické rovnice	{	$\text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}$
		$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \dot{\mathbf{D}}$
okrajové podmínky	{	$\text{div } \mathbf{D} = 0$
		$\text{div } \mathbf{B} = 0$
		$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

posunutí vakua
pořní komponenta

induk. polarisace
hmotná komponenta

2/2 odpovědi – **materiálový vztah uzavírá soustavu rovnic pro pole**
lokální, lineární, kausální

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$$

Elektrodynamika hmotných (spojitých) prostředí

Výchozí otázka: fyzikální původ indexu lomu

1/2 odpovědi – **Maxwellovy rovnice** (neomezená homogenní isotropní látka)

dynamické rovnice	{	$\text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}$
		$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{D}'$
okrajové podmínky	{	$\text{div } \mathbf{D} = 0$
		$\text{div } \mathbf{B} = 0$
		$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

posunutí vakua
poľní komponenta

induk. polarisace
hmotná komponenta

2/2 odpovědi – **materiálový vztah uzavírá soustavu rovnic pro pole**
lokální, lineární, **kausální**

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$$

Elektrodynamika hmotných (spojitých) prostředí

Výchozí otázka: fyzikální původ indexu lomu

1/2 odpovědi – **Maxwellovy rovnice** (neomezená homogenní isotropní látka)

dynamické rovnice	{	$\text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}$
		$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \dot{\mathbf{D}}$
okrajové podmínky	{	$\text{div } \mathbf{D} = 0$
		$\text{div } \mathbf{B} = 0$
		$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

posunutí vakua
poľní komponenta

induk. polarisace
hmotná komponenta

2/2 odpovědi – **materiálový vztah uzavírá soustavu rovnic pro pole**
lokální, lineární, **kausální**

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$$

funkce odezvy (paměťová funkce) ↑

Elektrodynamika hmotných (spojitých) prostředí

Výchozí otázka: fyzikální původ indexu lomu

1/2 odpovědi – **Maxwellovy rovnice** (neomezená homogenní isotropní látka)

dynamické rovnice	{	$\text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}$
		$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \dot{\mathbf{D}}$
okrajové podmínky	{	$\text{div } \mathbf{D} = 0$
		$\text{div } \mathbf{B} = 0$
		$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

posunutí vakua
poľní komponenta

induk. polarisace
hmotná komponenta

2/2 odpovědi – **materiálový vztah uzavírá soustavu rovnic pro pole**
lokální, lineární, **kausální**

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$$

funkce odezvy (paměťová funkce) \uparrow -- **mikroskopický výpočet**

Elektrodynamika hmotných (spojitých) prostředí

Výchozí otázka: fyzikální původ indexu lomu

1/2 odpovědi – **Maxwellovy rovnice** (neomezená homogenní isotropní látka)

dynamické rovnice	{	$\text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}$
		$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \dot{\mathbf{D}}$
okrajové podmínky	{	$\text{div } \mathbf{D} = 0$
		$\text{div } \mathbf{B} = 0$
		$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

posunutí vakua
pořádková složka

induk. polarizace
hmotná složka

2/2 odpovědi – **materiálový vztah uzavírá soustavu rovnic pro pole**
lokální, lineární, kausální

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$$

FYSIKA

funkce odezvy (paměťová funkce) ↑ -- mikroskopický výpočet

Materiálový vztah a komplexní index lomu \mathcal{N}

materiálový vztah $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$

dosadíme zkusmo rovinnou vlnu,

$$\mathbf{E} = \mathbf{A} \exp(i\omega[t - \mathcal{N}(\omega)x/c])$$

komplexní
index lomu

Vektor polarisace \mathbf{P} je pak rovněž tvaru rovinné vlny,

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

komplexní susceptibilita Fourierova transformace funkce odezvy

$$\chi(\omega) = \int_0^{\infty} dt' \chi(t') \exp(i\omega t')$$

Maxw. r. \Rightarrow podmínka řešitelnosti

$$[\mathcal{N}(\omega)]^2 = 1 + \chi(\omega)$$

$$\underline{\mathcal{N}^2 = \varepsilon_r}$$

Materiálový vztah a komplexní index lomu \mathcal{N}

materiálový vztah $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$

dosadíme zkusmo rovinnou vlnu,

$$\mathbf{E} = \mathbf{A} \exp(i\omega[t - \mathcal{N}(\omega)x/c])$$

komplexní
index lomu

Vektor polarisace \mathbf{P} je pak rovněž tvaru rovinné vlny,

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

komplexní susceptibilita Fourierova transformace funkce odezvy

$$\chi(\omega) = \int_0^{\infty} dt' \chi(t') \exp(i\omega t')$$

Maxw. r. \Rightarrow podmínka řešitelnosti

$$\begin{aligned} [\mathcal{N}(\omega)]^2 &= 1 + \chi(\omega) \\ \mathcal{N}^2 &= \varepsilon_r \end{aligned}$$

komplexní permitivita

Materiálový vztah a komplexní index lomu \mathcal{N}

materiálový vztah $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt' \chi(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')$

dosadíme zkusmo rovinnou vlnu,

$$\mathbf{E} = \mathbf{A} \exp(i\omega[t - \mathcal{N}(\omega)x/c])$$

komplexní
index lomu

Vektor polarisace \mathbf{P} je pak rovněž tvaru rovinné vlny,

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

komplexní susceptibilita Fourierova transformace funkce odezvy

$$\chi(\omega) = \int_0^{\infty} dt' \chi(t') \exp(i\omega t')$$

Maxw. r. \Rightarrow podmínka řešitelnosti

$$[\mathcal{N}(\omega)]^2 = 1 + \chi(\omega)$$

$$\underline{\mathcal{N}^2 = \varepsilon_r}$$

komplexní permitivita

Maxwellův vztah

Kramers-Kronigova relace

$$\mathcal{N}(\omega) = n(\omega) + i k(\omega) \quad \leftarrow \text{(útlum/absorpce vlny)}$$

komplexní index lomu = index lomu + i × extinkční koeficient

Kramers-Kronigova relace: refrakce a absorpce nejsou nezávislé

$\chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega) = \int_0^{\infty} dt \chi(t) \exp(i\omega t)$

dvě

jedna reálná funkce

□ K-K relace je integrální transformace

$$n(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\eta \frac{\eta}{\omega^2 - \eta^2} k(\eta)$$

Kramers-Kronigova relace

$$\mathcal{N}(\omega) = n(\omega) + i k(\omega) \quad \leftarrow \text{(útlum/absorpce vlny)}$$

komplexní index lomu = index lomu + i × extinkční koeficient

Kramers-Kronigova relace: refrakce a absorpce nejsou nezávislé

□ K-K relace je integrální transformace

$$n(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\eta \frac{\eta}{\omega^2 - \eta^2} k(\eta)$$

□ „Bez absorpce není disperse“

Kramers-Kronigova relace a lokální struktura n a k

$$\mathcal{N}(\omega) = n(\omega) + i k(\omega) \quad \leftarrow \text{(útlum/absorpce vlny)}$$

komplexní index lomu = index lomu + $i \times$ extinkční koeficient

Kramers-Kronigova relace: refrakce a absorpce nejsou nezávislé

□ K-K relace je integrální transformace

$$n(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\eta \underbrace{\frac{\eta}{\omega^2 - \eta^2}}_{\text{singulární}} k(\eta)$$

□ „Bez absorpce není disperse“

ale jádro integrálu je
silně singulární pro $\eta = \omega$

Kramers-Kronigova relace a lokální struktura n a k

$$\mathcal{N}(\omega) = n(\omega) + i k(\omega) \quad \leftarrow \text{(útlum/absorpce vlny)}$$

komplexní index lomu = index lomu + $i \times$ extinkční koeficient

Kramers-Kronigova relace: refrakce a absorpce nejsou nezávislé

☐ K-K relace je integrální transformace

$$n(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\eta \underbrace{\frac{\eta}{\omega^2 - \eta^2}}_{\text{jádro integrálu}} k(\eta)$$

☐ „Bez absorpce není disperse“

ale \uparrow jádro integrálu je silně singulární pro $\eta = \omega$

☐ *lokální vztahy*

$k(\omega)$	<i>maximum</i>	<i>minimum</i>	<i>vzestup</i>	<i>pokles</i>
$n(\omega)$	<i>pokles</i>	<i>vzestup</i>	<i>maximum</i>	<i>minimum</i>

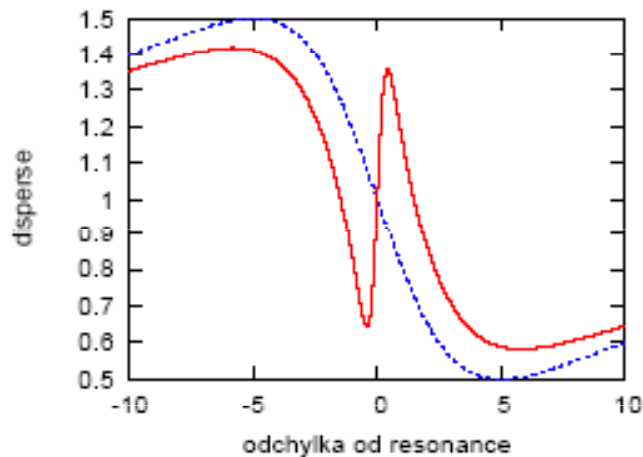
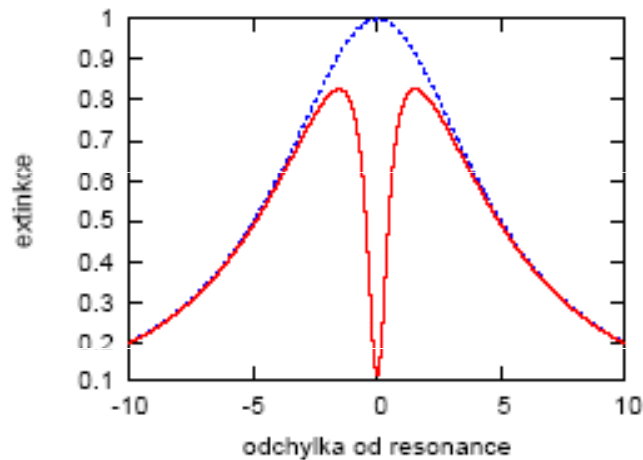
\mathcal{K} - \mathcal{K} relace a lokální struktura n a k : výchozí model

Dvě Lorentzovy linie

Výchozí model:

$$\mathcal{N}(\omega) = 1 + \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} - p \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega - i\gamma}$$

$$\Gamma = 5, \quad p = .9, \quad \gamma = 0,5$$

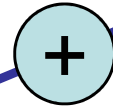


\mathcal{K} - \mathcal{K} relace a lokální struktura n a k : výchozí model

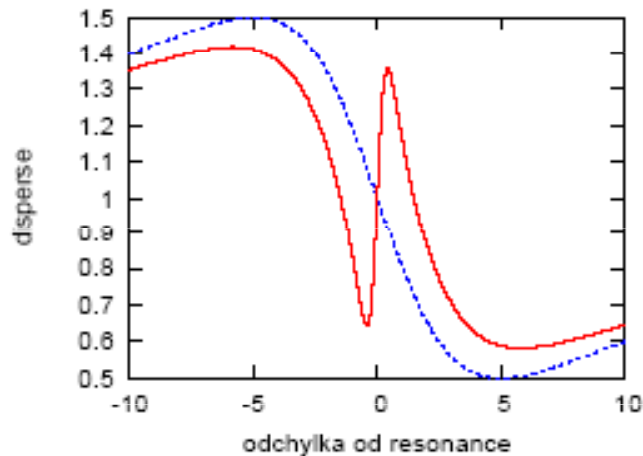
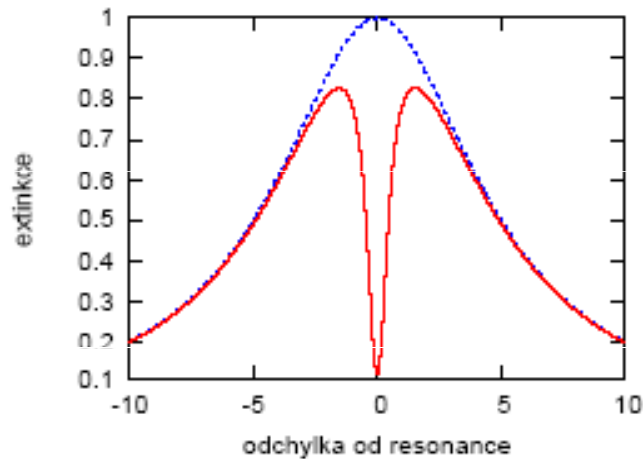
Výchozí model:

$$\mathcal{N}(\omega) = 1 + \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} - p \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega - i\gamma}$$

Dvě Lorentzovy linie



$$\Gamma = 5, \quad p = .9, \quad \gamma = 0,5$$



- modrá – homogenně rozšířená absorpční linie
- dispense – střídá se normální | anomální | normální

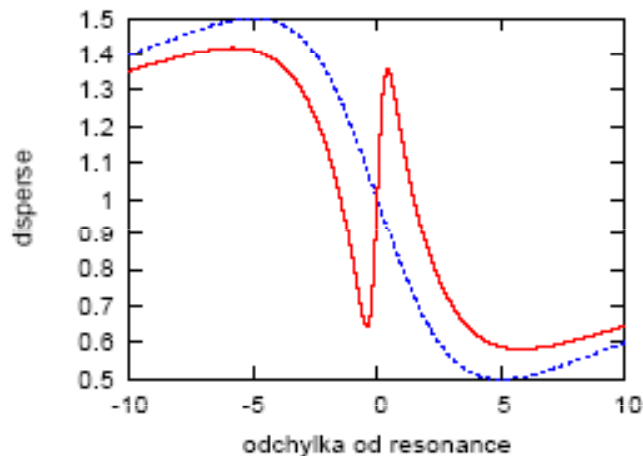
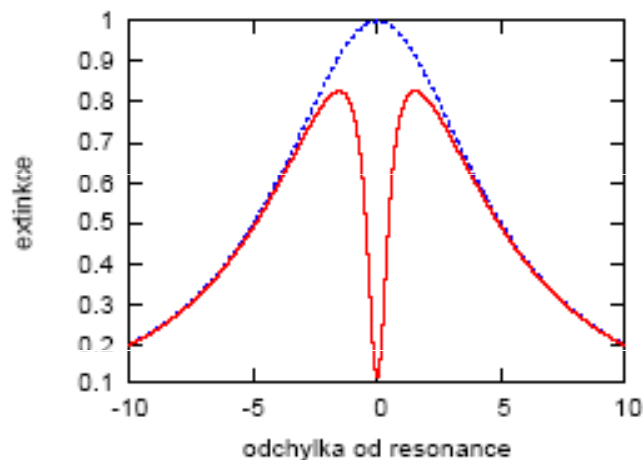
\mathcal{K} - \mathcal{K} relace a lokální struktura n a k : výchozí model

Výchozí model:

$$\mathcal{N}(\omega) = 1 + \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} - p \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega - i\gamma}$$

Dvě Lorentzovy linie

$$\Gamma = 5, \quad p = .9, \quad \gamma = 0,5$$



- modrá – homogenně rozšířená absorpční linie
dispense – střídá se normální | anomální | normální
- červená – úzká "anti-absorpce" ... okno průhlednosti
dispense – strmý téměř lineární nárůst indexu lomu

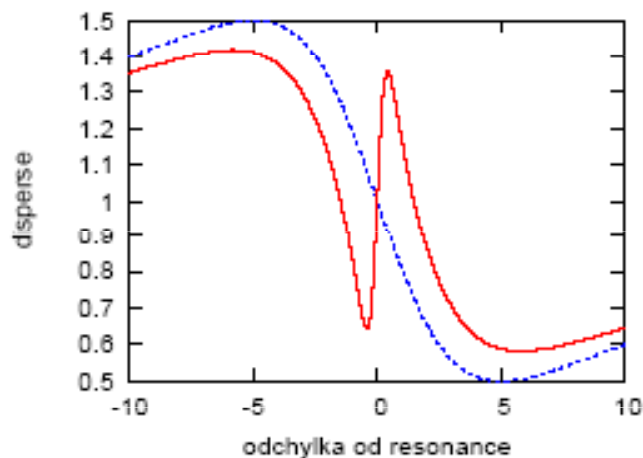
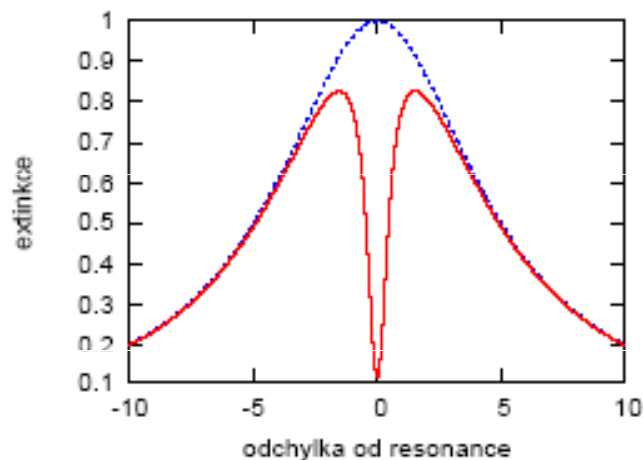
\mathcal{K} - \mathcal{K} relace a lokální struktura n a k : výchozí model

Výchozí model:

$$\mathcal{N}(\omega) = 1 + \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} - p \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega - i\gamma}$$

Dvě Lorentzovy linie

$$\Gamma = 5, \quad p = .9, \quad \gamma = 0,5$$



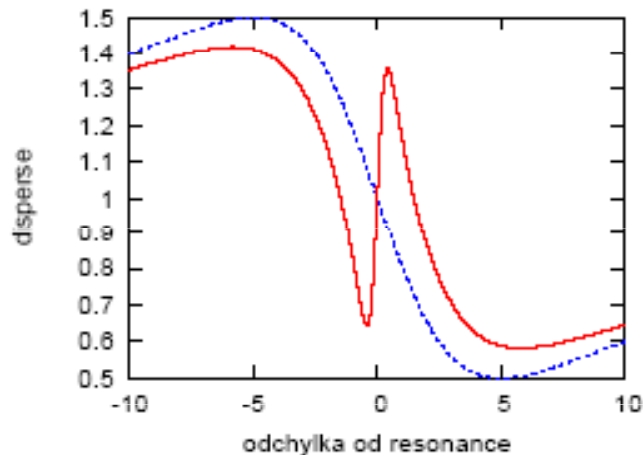
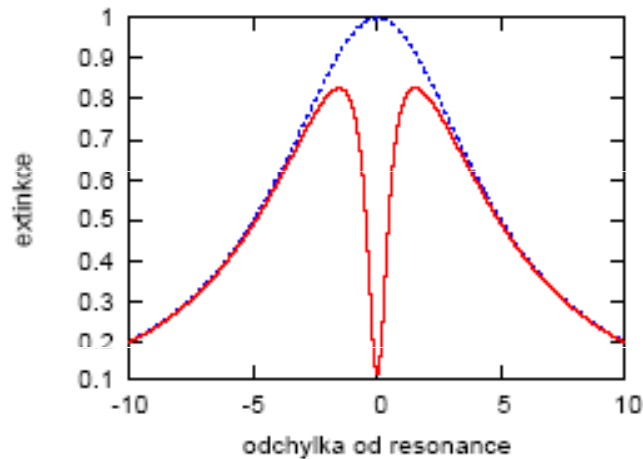
- modrá – homogenně rozšířená absorpční linie
dispense – střídá se normální | anomální | normální
- červená – úzká "anti-absorpce" ... okno průhlednosti
dispense – strmý téměř lineární nárůst indexu lomu
- lokální vztahy mezi n a k

\mathcal{K} - \mathcal{K} relace a lokální struktura n a k : výchozí model

Výchozí model:

$$\mathcal{N}(\omega) = 1 + \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} - p \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega - i\gamma}$$

$$\Gamma = 5, \quad p = .9, \quad \gamma = 0,5$$



- modrá – homogenně rozšířená absorpční linie
disperse – střídá se normální | anomální | normální
- červená – úzká "anti-absorpce" ... okno průhlednosti
disperse – strmý téměř lineární nárůst indexu lomu
- lokální vztahy mezi n a k
- puls - naladěný na okno
- spektrálně úzký (\equiv dostatečně dlouhý)
... **zpomalený netlumený**

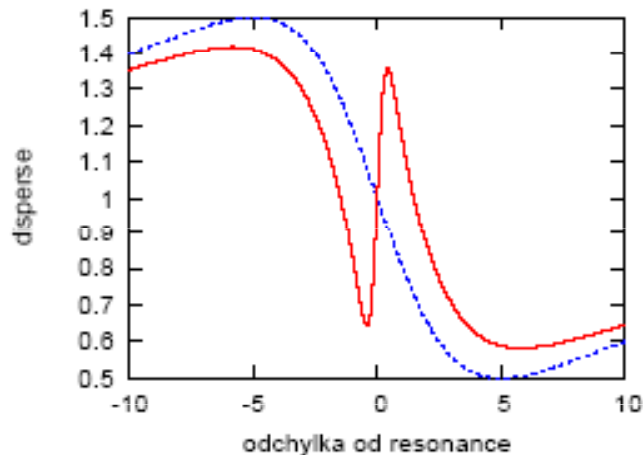
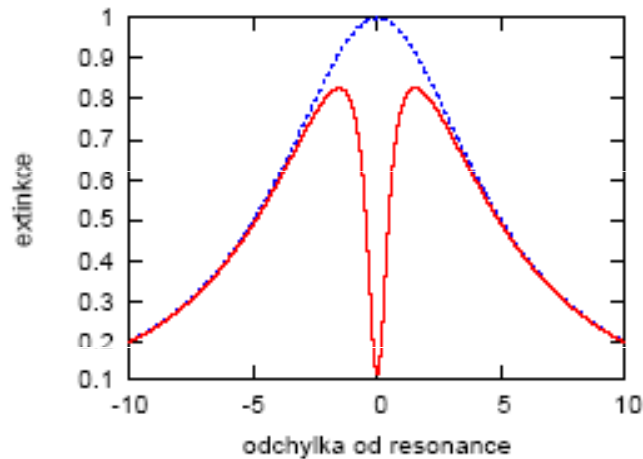
\mathcal{K} - \mathcal{K} relace a lokální struktura n a k : výchozí model

Výchozí model:

$$\mathcal{N}(\omega) = 1 + \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} - p \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega - i\gamma}$$

Dvě Lorentzovy linie

$$\Gamma = 5, \quad p = .9, \quad \gamma = 0,5$$



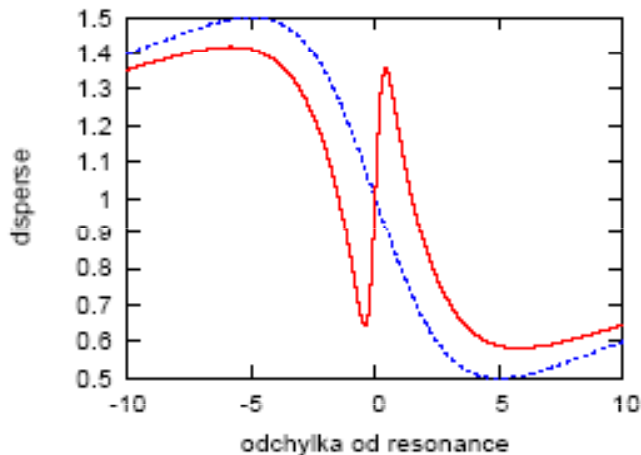
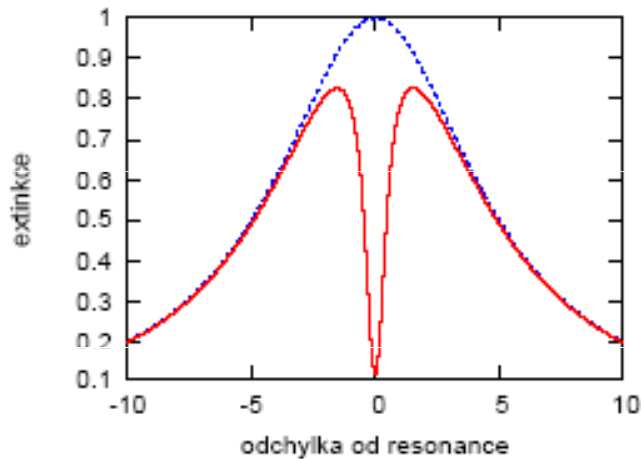
- modrá – homogenně rozšířená absorpční linie
disperse – střídá se normální | anomální | normální
- červená – úzká "anti-absorpce" ... okno průhlednosti
disperse – strmý téměř lineární nárůst indexu lomu
- lokální vztahy mezi n a k
- puls - naladěný na okno
- spektrálně úzký (\equiv dostatečně dlouhý)
- ... **zpomalený netlumený**
- kde hledat ??? aktivní prostředí buzené pomocným laserem

\mathcal{K} - \mathcal{K} relace a lokální struktura n a k : výchozí model

Výchozí model:

$$\mathcal{N}(\omega) = 1 + \frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} - p \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega - i\gamma}$$

Dvě Lorentzovy linie



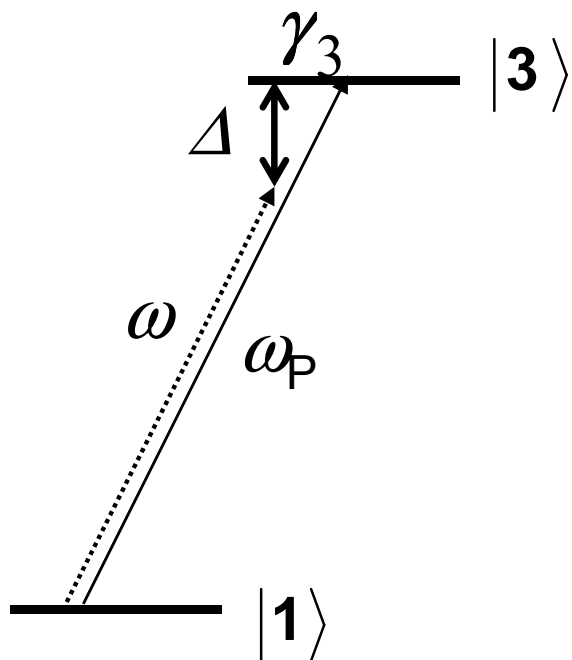
HLUBŠÍ VÝZNAM
koherentní procesy v
aktivním (otevřeném)
prostředí

- mo
 - disp
 - čer
 - disp
 - lok
 - puls - naladen
 - spektr
 - ... zpomalený
 - kde hledat ??? aktivní prostředí buzené pomocným laserem
- čnní linie
 | normální
 o průhlednosti
 dexu lomu
- 10
- ≡ dostatečně dlouhý)

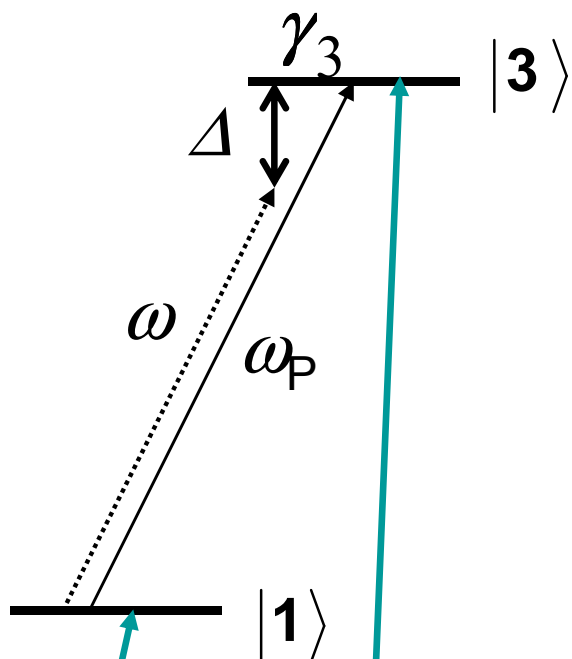
Pohled kvantové optiky

- ❑ zředěný oblak dvouhladinových "atomů"
atomová polarisovatelnost, komplexní index lomu
- ❑ zředěný oblak tříhladinových "atomů" (Λ -systém)
kvantové provázání hladin, temné stavy, EIT a dál
- ❑ výsledný komplexní index lomu
reálné podmínky pro zpomalení a zastavení světla

Optická odezva dvouhladinového atomu



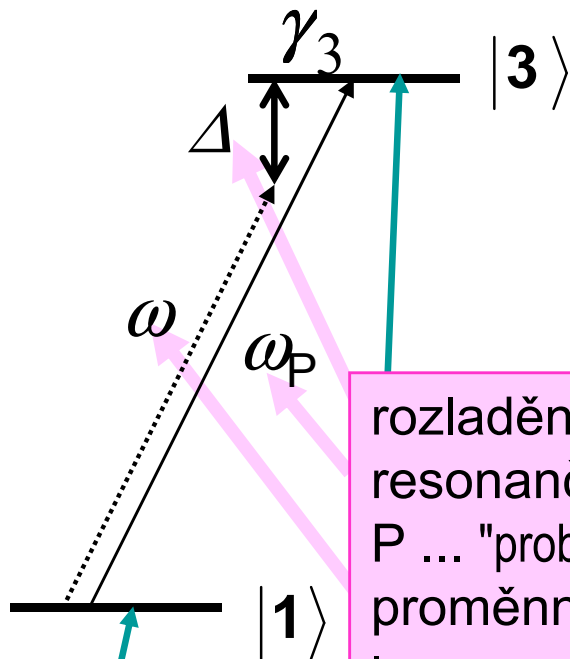
Optická odezva dvouhladinového atomu



základní stav
(obsazený)

excitovaný stav
(prázdný, konečná doba života)

Optická odezva dvouhladinového atomu

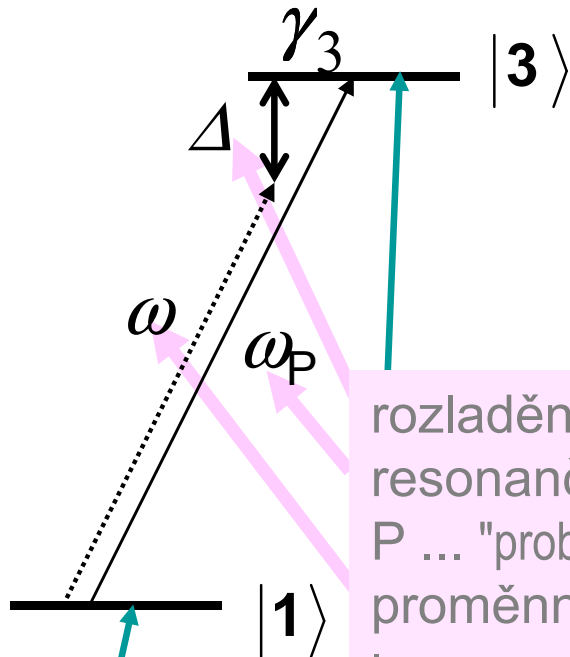


rozladění
resonanční frekvence
P ... "probe", měřicí sonda
proměnná frekvence P-
laseru

základní stav
(obsazený)

excitovaný stav
(prázdný, konečná doba života)

Optická odezva dvouhladinového atomu



rozladění
 rezonanční frekvence
 P ... "probe", měřicí sonda
 proměnná frekvence P-
 laseru

základní stav
 (obsazený)

excitovaný stav
 (prázdný, konečná doba života)

kvantová Lorentzova resonance
 atomová susceptibilita:

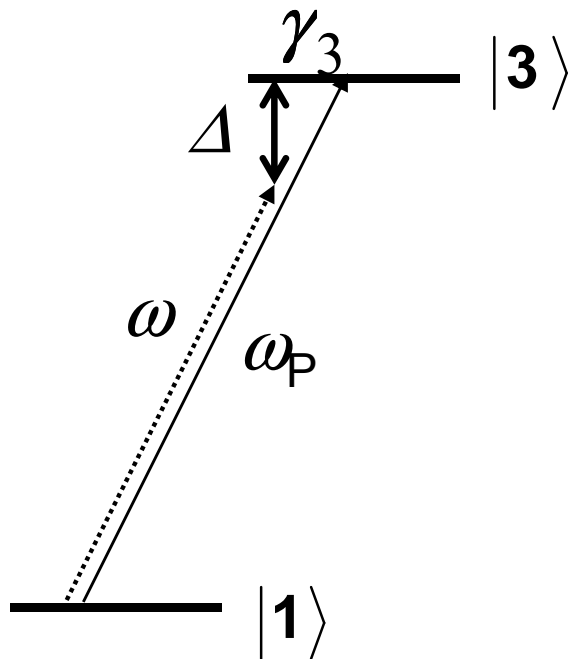
$$\epsilon_0 \alpha(\omega) = \frac{\hbar^{-1} |\mu_{13}|^2}{\omega_P - \omega - i\gamma_3} = \frac{\hbar^{-1} |\mu_{13}|^2}{-\Delta - i\gamma_3}$$

oscilátorová mohutnost

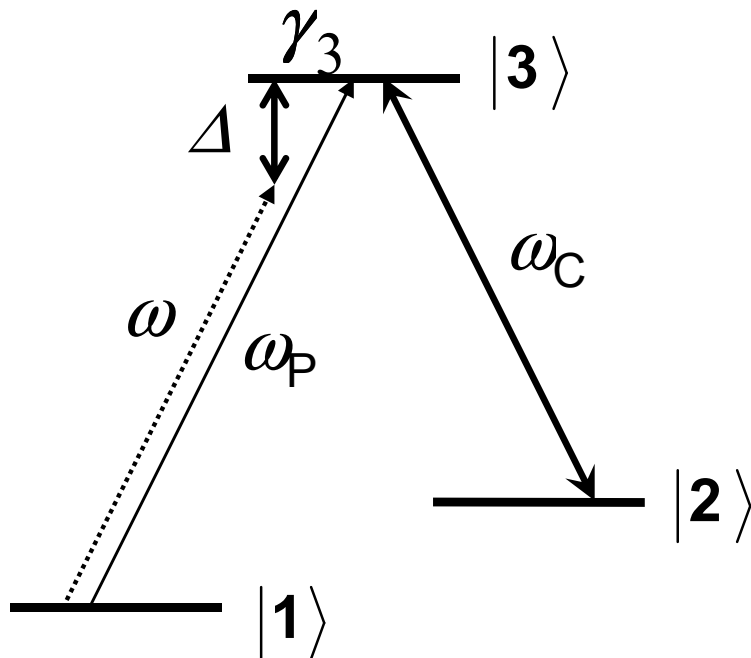
šířka optické linie

Bohrova rezonanční podmínka

Optická odezva dvouhladinového atomu



Optická odezva tříhladinového atomu: EIT



Λ - systém atomových hladin

1 ... základní obsazený stav

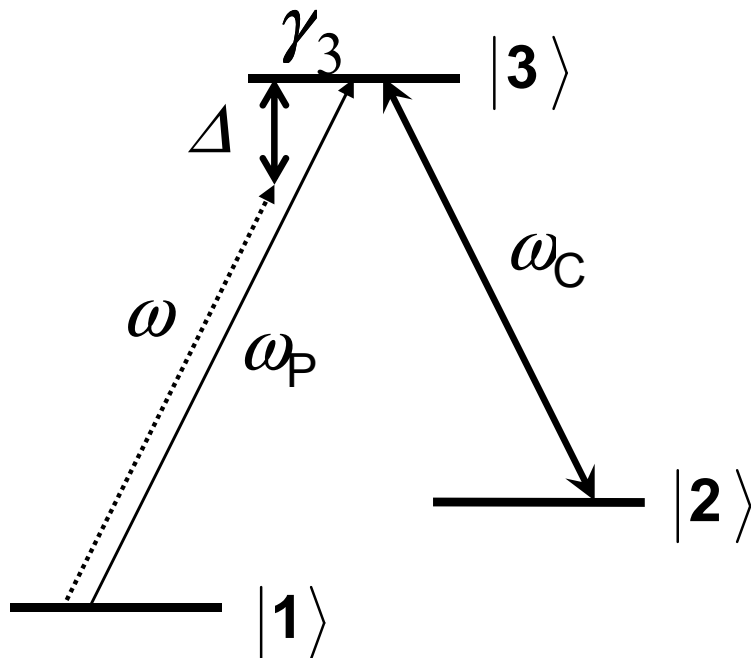
2 ... nižší ze dvou excitovaných stavů
prázdný, přechod **1** \rightarrow **2** zakázaný

3 ... vyšší excit. stav, konečná šířka
přechody **1** \rightarrow **3**, **2** \rightarrow **3** dovolené

ω_P naladěná frekvence **P**robe laseru

ω_C naladěná frekvence **C**oupling laseru

Optická odezva tříhladinového atomu: EIT



Λ - systém atomových hladin

1 ... základní obsazený stav

2 ... nižší ze dvou excitovaných stavů
prázdný, přechod **1** \rightarrow **2** zakázaný

3 ... vyšší excit. stav, konečná šířka
přechody **1** \rightarrow **3**, **2** \rightarrow **3** dovolené

ω_P naladěná frekvence **P**robe laseru

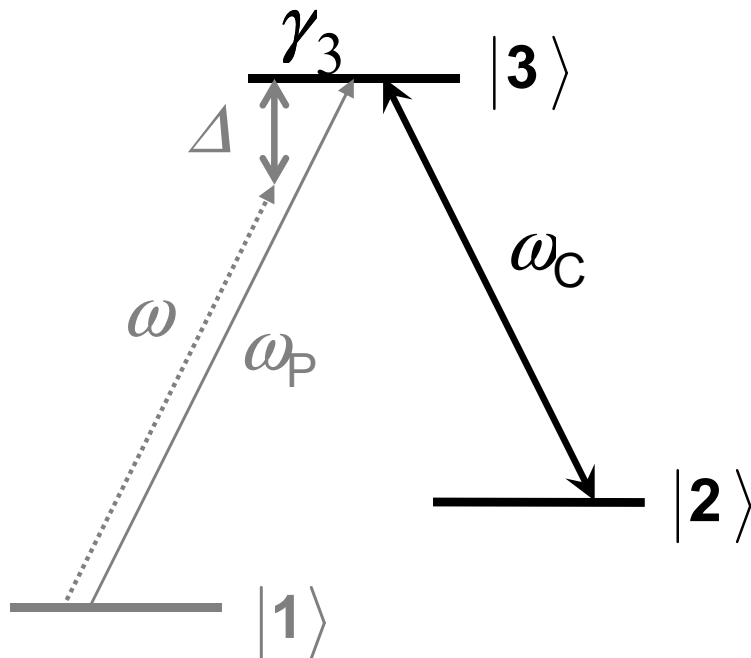
ω_C naladěná frekvence **C**oupling laseru

Velmi produktivní systém v kvantové optice

Zde jen EIT

Elektromagneticky **I**ndukovaná
Transparenence

Vložka: Co jsou Rabiho oscilace



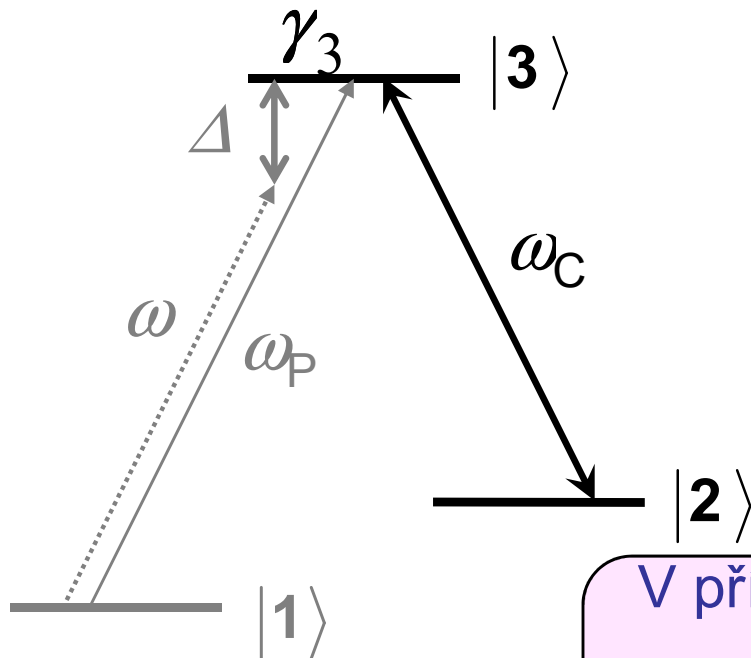
Elektromagneticky Indukovaná Transparence

1. C-laser naladěný přesně na ω_C
intenzivní *Rabiho frekvence*

$$\Omega_C = \hbar^{-1} |\mu_{23}| \cdot |E_C|$$

kvantové provázání prázdných stavů **2,3**

Vložka: Co jsou Rabiho oscilace



Elektromagneticky Indukovaná Transparence

1. C-laser naladěný přesně na ω_C
intenzivní *Rabiho frekvence*

$$\Omega_C = \hbar^{-1} |\mu_{23}| \cdot |\mathcal{E}_C|$$

kvantové provázání prázdných stavů **2,3**

V přítomnosti elektrického pole laseru

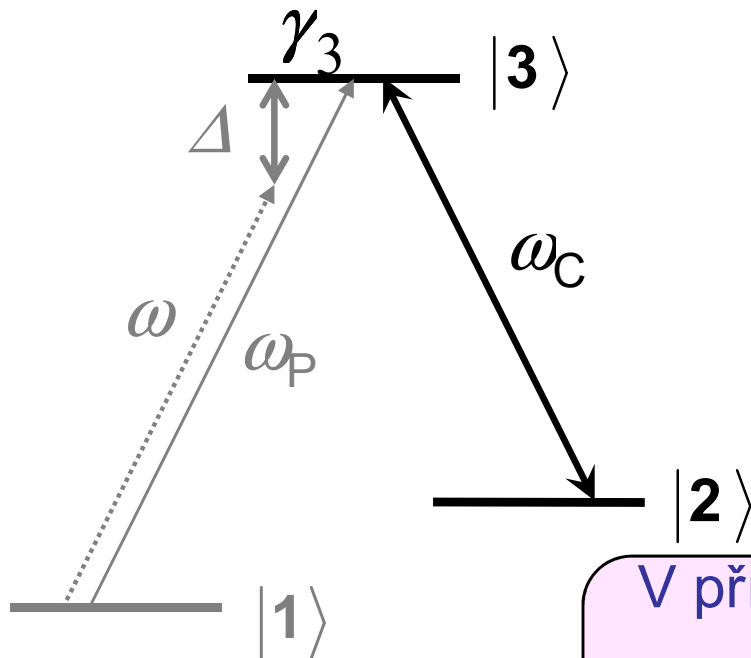
$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_C \cos \omega_C t$$

jsou stavy dvouhladinového podsystemu **2,3**
nestacionární:

$$|\gamma\rangle_t = c_3(t)|3\rangle + c_2(t)|2\rangle, \quad |\sigma\rangle_t = c_2(t)|3\rangle - c_3(t)|2\rangle$$

$$|c_3(t)|^2 = \cos^2 \frac{1}{2} \Omega_C t, \quad |c_2(t)|^2 = \sin^2 \frac{1}{2} \Omega_C t$$

Vložka: Co jsou Rabiho oscilace



Elektromagneticky Indukovaná Transparence

1. C-laser naladěný přesně na ω_C
intenzivní *Rabiho frekvence*

$$\Omega_C = \hbar^{-1} |\mu_{23}| \cdot |E_C|$$

kvantové provázání prázdných stavů 2,3

Záleží na
intenzitě C laseru

V přítomnosti elektrického pole laseru

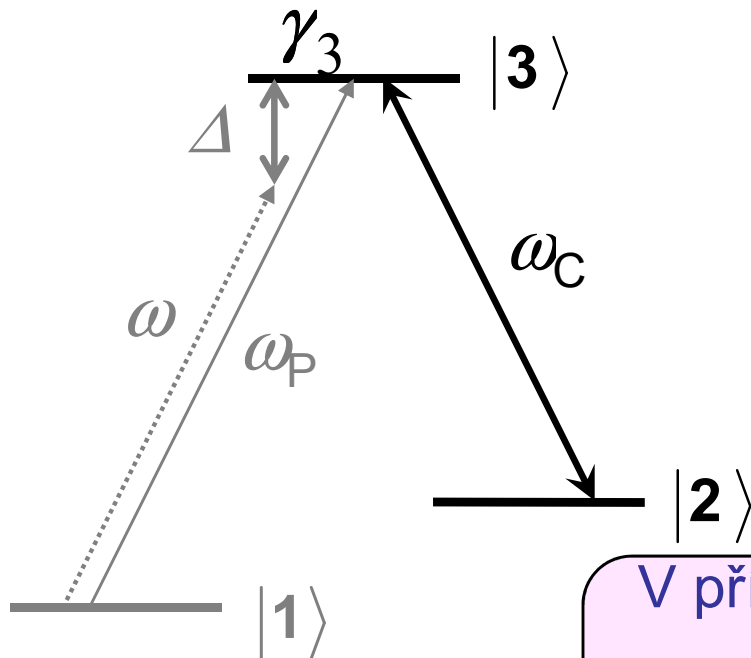
$$E(t) = E_C \cos \omega_C t$$

jsou stavy dvouhladinového podsystemu 2,3
nestacionární:

$$|\gamma\rangle_t = c_3(t)|3\rangle + c_2(t)|2\rangle, \quad |\sigma\rangle_t = c_2(t)|3\rangle - c_3(t)|2\rangle$$

$$|c_3(t)|^2 = \cos^2 \frac{1}{2} \Omega_C t, \quad |c_2(t)|^2 = \sin^2 \frac{1}{2} \Omega_C t$$

Vložka: Co jsou Rabiho oscilace



Elektromagneticky Indukovaná Transparence

1. C-laser naladěný přesně na ω_C
intenzivní *Rabiho frekvence*

$$\Omega_C = \hbar^{-1} |\mu_{23}| \cdot |E_C|$$

kvantové provázání prázdných stavů 2,3

V přítomnosti elektrického pole laseru

$$E(t) = E_C \cos \omega_C t$$

jsou stavy dvouhladinového podsystemu 2,3
nestacionární:

$$|\gamma\rangle_t = c_3(t)|3\rangle + c_2(t)|2\rangle, \quad |\sigma\rangle_t = c_2(t)|3\rangle - c_3(t)|2\rangle$$

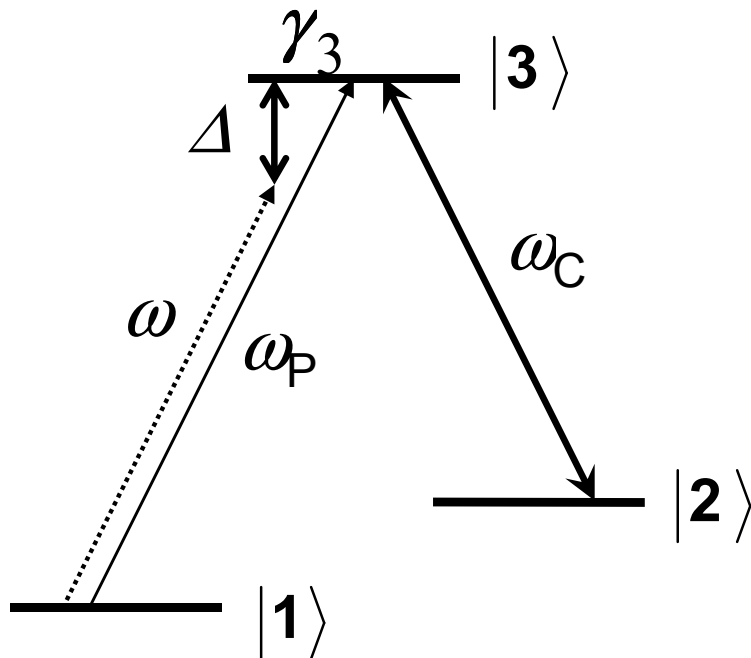
$$|c_3(t)|^2 = \cos^2 \frac{1}{2} \Omega_C t, \quad |c_2(t)|^2 = \sin^2 \frac{1}{2} \Omega_C t$$

Záleží na
intenzitě C laseru

Přelévání s
Rabiho frekvencí

$$\frac{1}{2} (1 \pm \cos \Omega_C t)$$

Optická odezva tříhladinového atomu: EIT



Elektromagneticky Indukovaná Transparence

1. C-laser naladěný přesně na ω_C
intenzivní *Rabiho frekvence*

$$\Omega_C = \hbar^{-1} |\mu_{23}| \cdot |E_C|$$

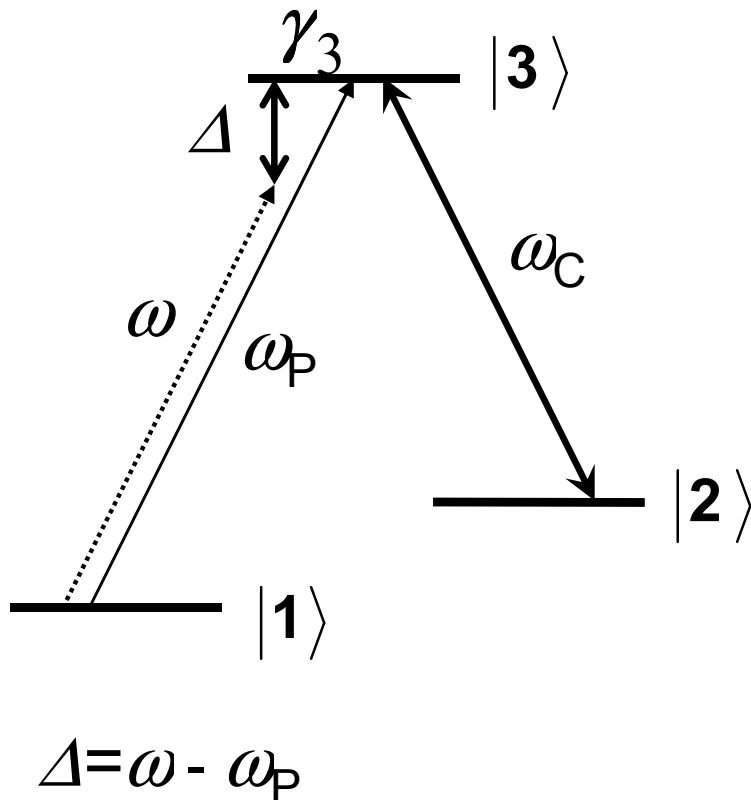
kvantové provázání prázdných stavů 2,3

2. P-laser naladěný přesně na ω_P
nevybudí optické přechody $1 \rightarrow 3$.

temné stavy EIT ... P svazek prochází

3. Při rozladění $\Delta = \omega - \omega_P \neq 0$
pravděpodobnost přechodu strmě roste
úzké okno průzračnosti
 \Rightarrow velká pozitivní disperse indexu lomu

Optická odezva tříhladinového atomu: EIT



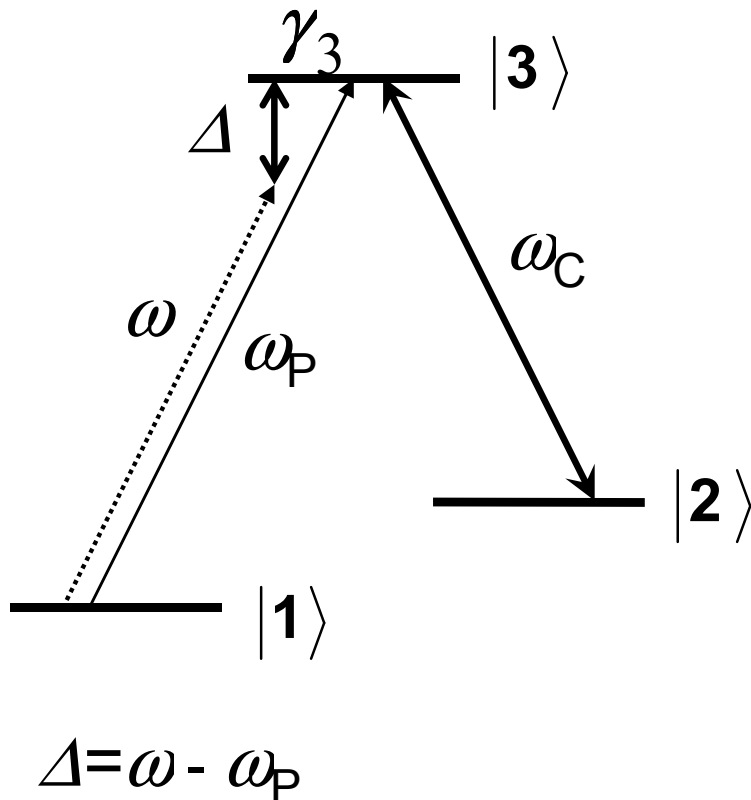
Elektromagneticky Indukovaná Transparence

atomová susceptibilita (lineární)
pro P svazek
v přítomnosti C svazku

$$\epsilon_0 \alpha(\omega) = \frac{\hbar^{-1} |\mu_{13}|^2}{-\Delta - i\gamma_3 + \frac{\Omega_C^2}{4\Delta}}$$

$$\Omega_C = \hbar^{-1} |\mu_{23}| \cdot |\mathcal{E}_C|$$

Optická odezva tříhladinového atomu: EIT



$$\Omega_C = \hbar^{-1} |\mu_{23}| \cdot |\mathcal{E}_C|$$

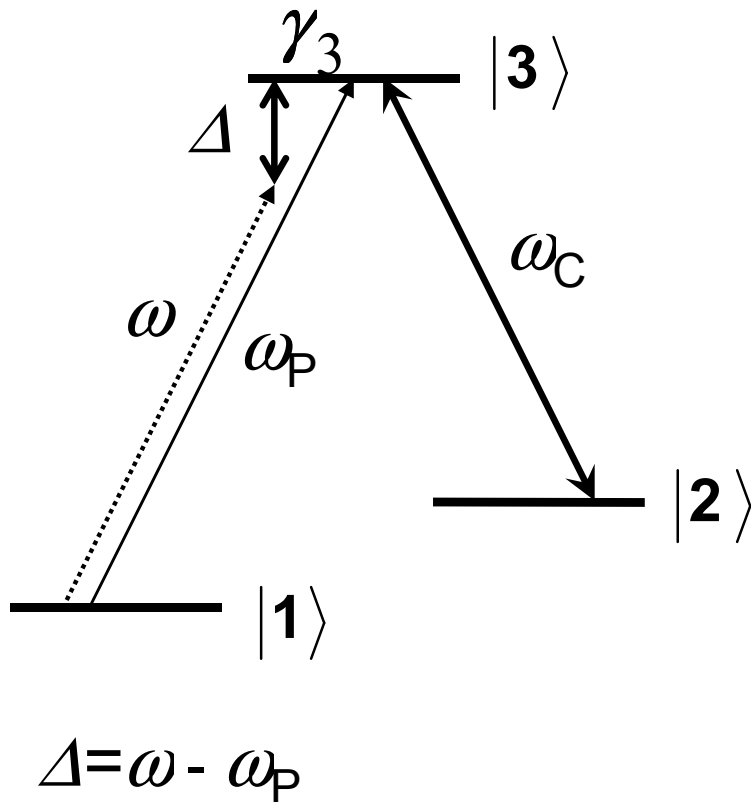
Elektromagneticky Indukovaná Transparence

atomová susceptibilita (lineární)
pro P svazek
~~v přítomnosti C svazku~~

$$\epsilon_0 \alpha(\omega) = \frac{\hbar^{-1} |\mu_{13}|^2}{-\Delta - i\gamma_3 + \frac{\Omega_C^2}{4\Delta}}$$

návrat k dvouhladině

Optická odezva tříhladinového atomu: EIT



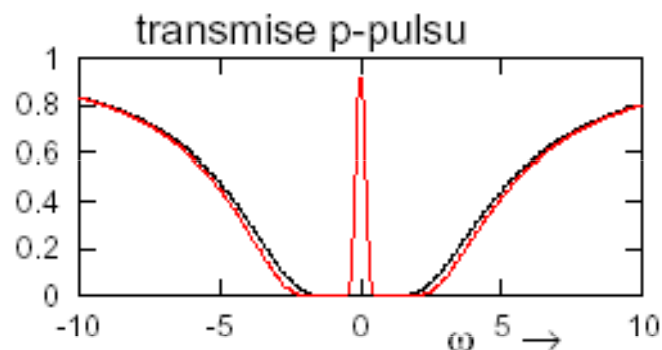
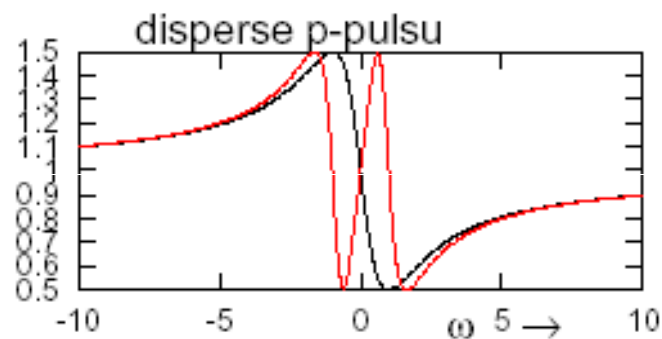
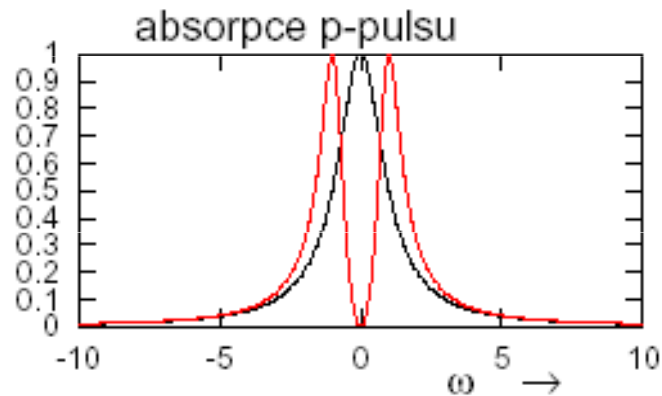
Elektromagneticky Indukovaná Transparence

atomová susceptibilita (lineární)
pro P svazek
v přítomnosti C svazku

$$\epsilon_0 \alpha(\omega) = \frac{\hbar^{-1} |\mu_{13}|^2}{-\Delta - i\gamma_3 + \frac{\Omega_C^2}{4\Delta}}$$

$$\Omega_C = \hbar^{-1} |\mu_{23}| \cdot |\mathcal{E}_C|$$

Optické konstanty prostředí při EIT



zředěný plyn ... malá hustota částic ρ

relativní permitivita

$$\text{podmínka } \rho \cdot \alpha(\omega) \ll 1$$

$$\epsilon_r(\omega) \approx 1 + \rho \cdot \alpha(\omega)$$

komplexní index lomu

$$\mathcal{N} = \sqrt{\epsilon_r} \approx 1 + \frac{1}{2} \rho \cdot \alpha(\omega)$$

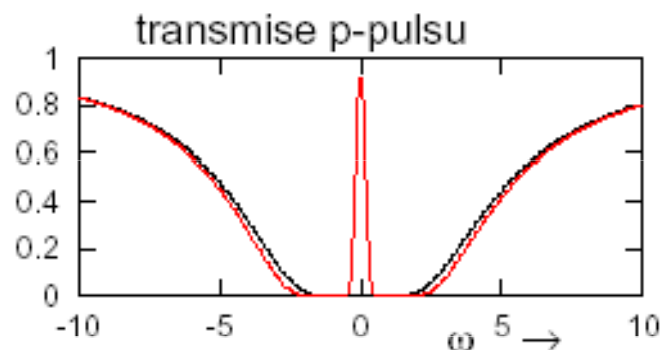
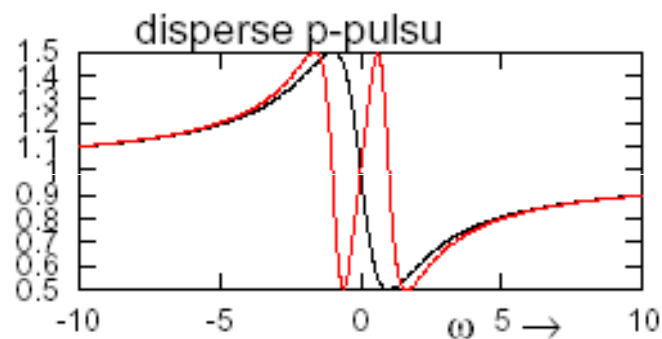
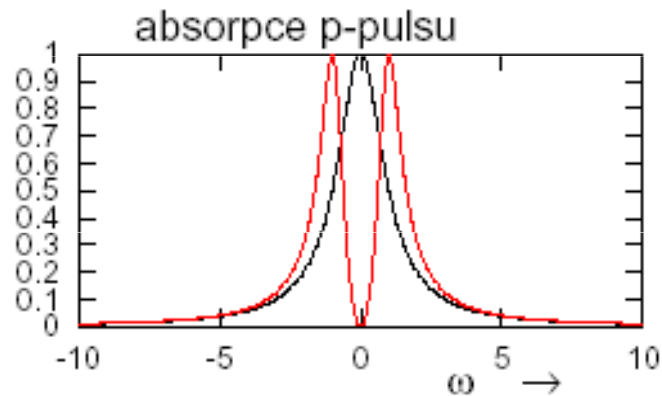
— C laser odpojen ("dvouhladina")

— C laser zapojen EIT

grupová rychlost

$$v_g \approx \frac{c}{\omega \frac{dn}{d\omega}} = \frac{\hbar \epsilon_0 \cdot \Omega_C^2}{2\omega_P \cdot |\mu_{13}|^2 \cdot \rho} \cdot c$$

Optické konstanty prostředí při EIT



zředěný plyn ... malá hustota částic ρ

relativní permitivita

$$\text{podmínka } \rho \cdot \alpha(\omega) \ll 1$$

$$\epsilon_r(\omega) \approx 1 + \rho \cdot \alpha(\omega)$$

komplexní index lomu

$$\mathcal{N} = \sqrt{\epsilon_r} \approx 1 + \frac{1}{2} \rho \cdot \alpha(\omega)$$

— C laser odpojen ("dvouhladina")

— C laser zapojen EIT

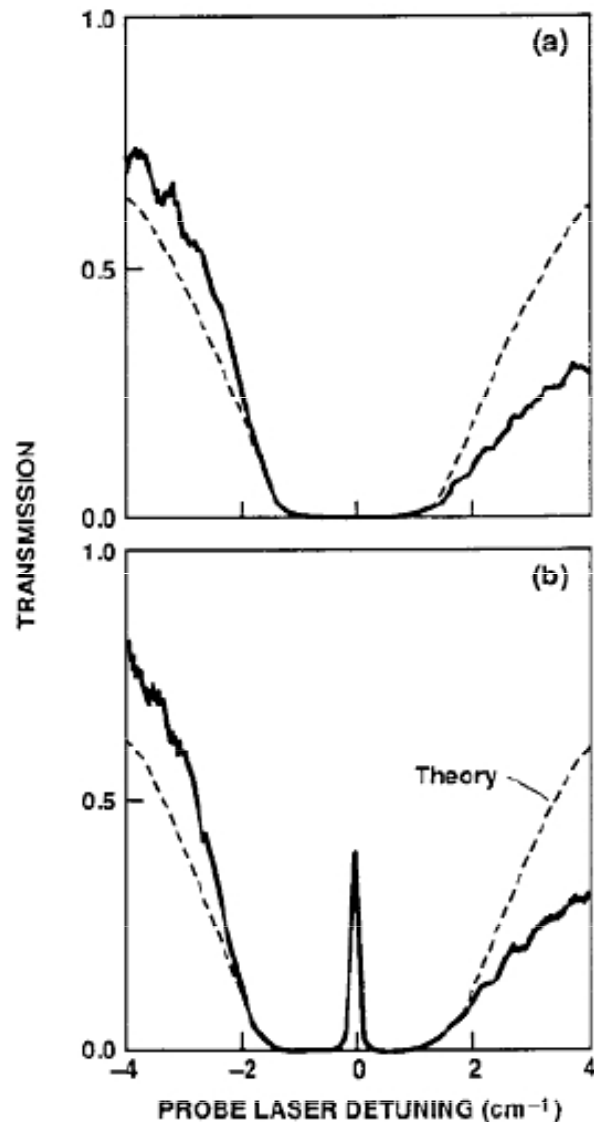
grupová rychlost

$$v_g \approx \frac{c}{\omega \frac{dn}{d\omega}} = \frac{\hbar \epsilon_0 \cdot \Omega_C^2}{2\omega_P \cdot |\mu_{13}|^2 \cdot \rho} \cdot c$$

Pohled atomové fyziky a experimenty

- ❑ páry atomů alkalických kovů za nízkých teplot
výběr Λ -systému pro grupovou rychlost
- ❑ páry atomů alkalických kovů za pokojových teplot
potlačení Dopplerova jevu
- ❑ ionty vzácných zemin
využití jevu "spectral hole burning"
- ❑ ionty přechodových kovů (chrom v rubínu)
koherentní oscilace obsazení hladin

EIT – objev a první pokusy



teoretická práce – S.E. Harris 1969

experiment – S.E. Harris 1991

poprvé v parách alk. kovu

shoda s teorií

snížení absorpce 200 milion krát

- 1999 - Nature 18 Feb.,(Vol.397, p.594)

L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behrozi

Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas

Na - atomy, $T = 450$ nK (15 nK nad T_c), 17 m/s (32 m/s)

- 1999 - PRL 82 June (p.5229)

K.M.Kash, V.A.Sautenkov, A.S.Zibrov, L.Hollberg, G.L. Welch, M.D.Lukin, Y. Rostovcev, E.S. Fry, M.O. Scully

Ultralow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in coherently driven hot atomic gas

Rb -atomy, $T = 360$ K, 90 m/s

- 2002 - PRL 88 Jan.,(p.023602)

A.V. Turukhin, V.S. Sudarshanam, M.S. Shahriar, J.A. Musser, B.S. Ham, P.R. Hemmer

Observation of Ultralow and Stored Light Pulses in a Solid

Pr:YSO (0.05%), $T = 5K$, 45m/s

- 2003 - PRL 90,(p.113903)

M.S. Bigelow, N.N. Lepeshin, R.W. Boyd

Observation of Slow Light in Ruby

Cr v rubínu, $T = 300K$, 19,5m/s

1999

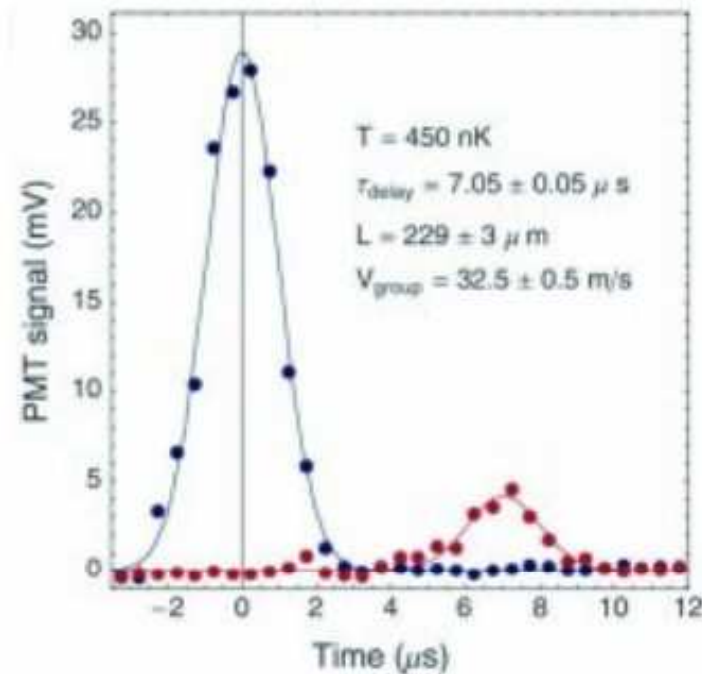
1999 - Nature 18 Feb.,(Vol.397, p.594)

L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behrozi

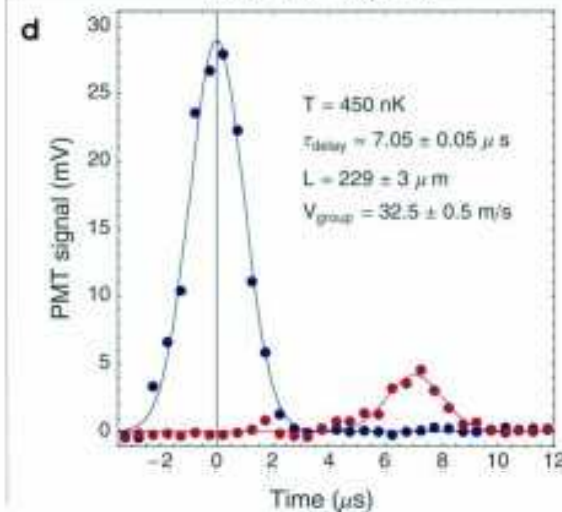
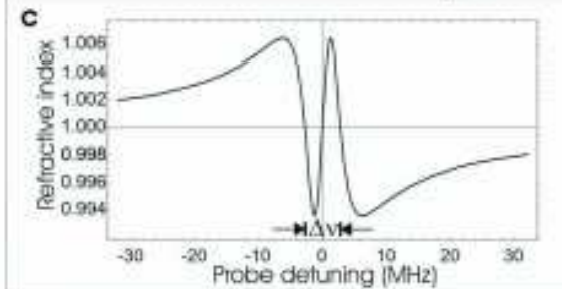
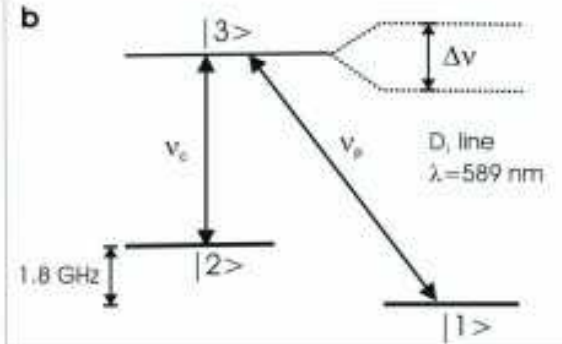
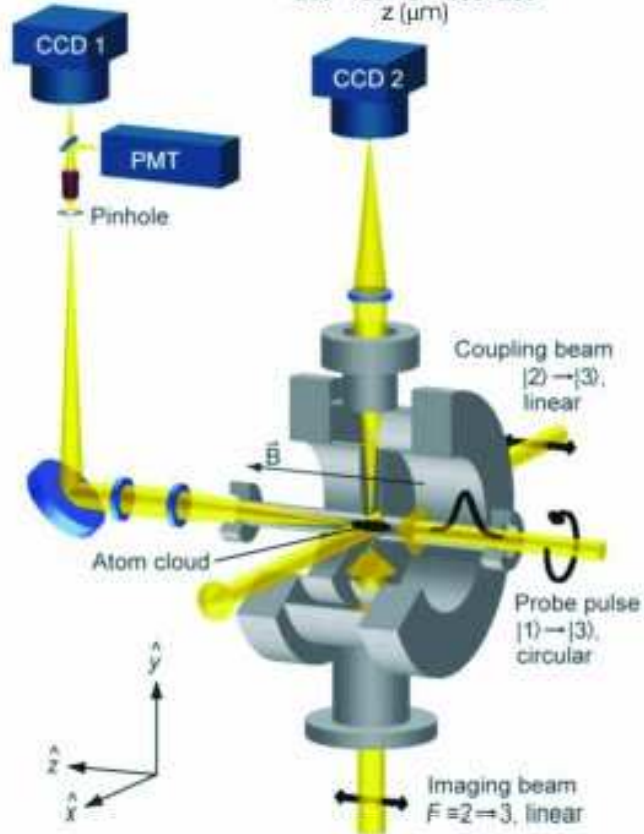
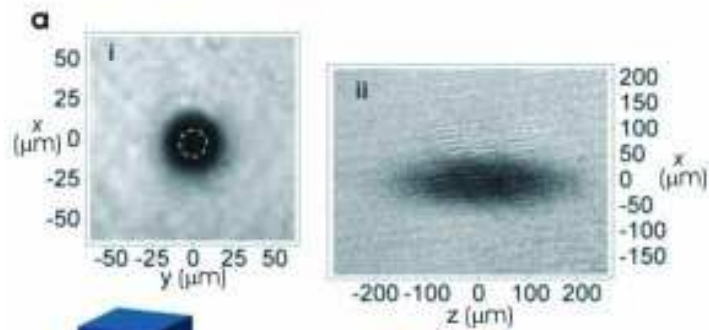
Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas

Na - atomy, $T = 450$ nK (15 nK nad T_c), 17 m/s (32 m/s)

sodíková
D-čára



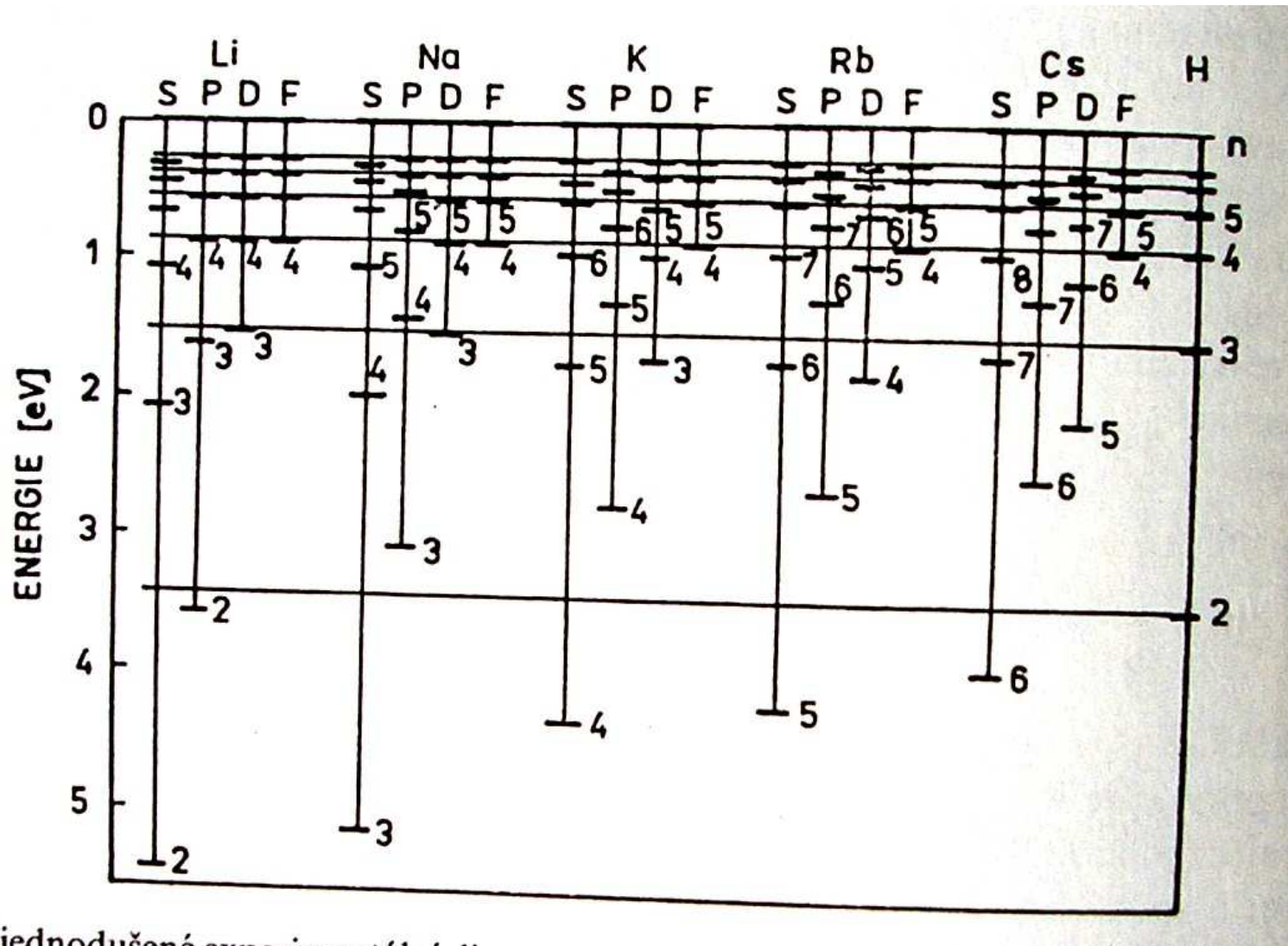
Pomalé světlo ve studených parách sodíku



Elektronové konfigurace centrálního atomu

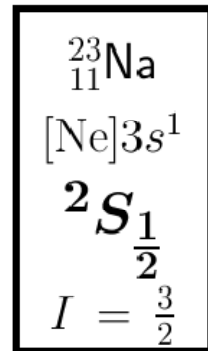
				rubidium		(6s, 4f, 5d)	(7s, 5f, 6d)											
				(4s, 3d)	(5s, 4d)	(6p)	(7p)											
				19 K	37 Rb	55 Cs	87 Fr	s	1 valenční el. konfigurace s ¹									
				20 Ca	38 Sr	56 Ba	88 Ra	s ²										
				21 Sc	39 Y	57 La	89 Ac	s ² d										
				22 Ti	40 Zr	71 Lu	103 Lr	s ² d f ^k /s ² f ^{k+1}										
				23 V	41 Nb*	72 Hf	104 Ku	s ² d (f ¹⁴)										
	(2s)	(3s)		24 Cr	42 Mo	73 Ta	s ² d ²										
	(2p)	(3p)		25 Mn	43 Tc*	74 W*)	s ² d ³ , *) s d ⁴										
	(1s)			26 Fe	44 Ru*)	75 Re	s d ⁵ , *) s ² d ⁴										
1 H	3 Li	11 Na		27 Co	45 Rh*)	76 Os	s ² d ⁵ , *) s d ⁶										
2 He	4 Be	12 Mg		28 Ni	46 Pd*)	77 Ir	s ² d ⁶ , *) s d ⁷										
	5 B	13 Al		29 Cu	47 Ag	78 Pt**)	s ² d ⁷ , *) s d ⁸										
	6 C	14 Si		30 Zn	48 Cd	79 Au	s ² d ⁸ , *) d ¹⁰ , **) s d ⁹										
	7 N	15 P		31 Ga	49 In	80 Hg	s d ¹⁰										
	8 O	16 S		32 Ge	50 Sn	81 Tl	s ² (d ¹⁰)										
	9 F	17 Cl		33 As	51 Sb	82 Pb	s ² p										
	10 Ne	18 Ar		34 Se	52 Te	83 Bi	s ² p ²										
				35 Br	53 I	84 Po	s ² p ³										
				36 Kr	54 Xe	85 At	s ² p ⁴										
						86 Rn	s ² p ⁵										
								s ² p ⁶										
				1)	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd*)	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	} 6s ² 4f ^{k+1} , *) 6s ² 5d 4f ^k
				2)	90 Th*)	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	
				k = 1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13		} 7s ² 6d 5f ^k , *) 7s ² 5f ^{k+1}

Jednoelektronové hladiny v alkalických atomech

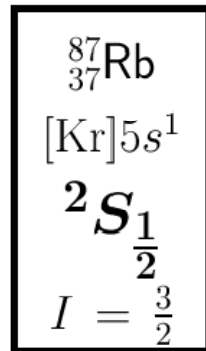


Zjednodušené experimentální údaje

sodík



rubidium



Spektroskopické charakteristiky sodíku

	$h\nu$ [eV]	ν [s ⁻¹]
3s-3p rozštěpení D čára	2.1	5.1×10^{14}
jemná struktura D_{1,2} dublet	0.002	4.8×10^{11}
hyperjemná struktura	4.1×10^{-6}	10^9
+Zeeman	4.1×10^{-8}	10^7

$$\vec{F} = \underbrace{\vec{L} + \vec{S}}_{\vec{J}} + \vec{I}$$

$$S = \frac{1}{2} \quad \left(I = \frac{3}{2} \right)$$

$$L = 0$$

$$L = 1$$

$$J = \frac{1}{2}$$

$$J = \frac{1}{2}$$

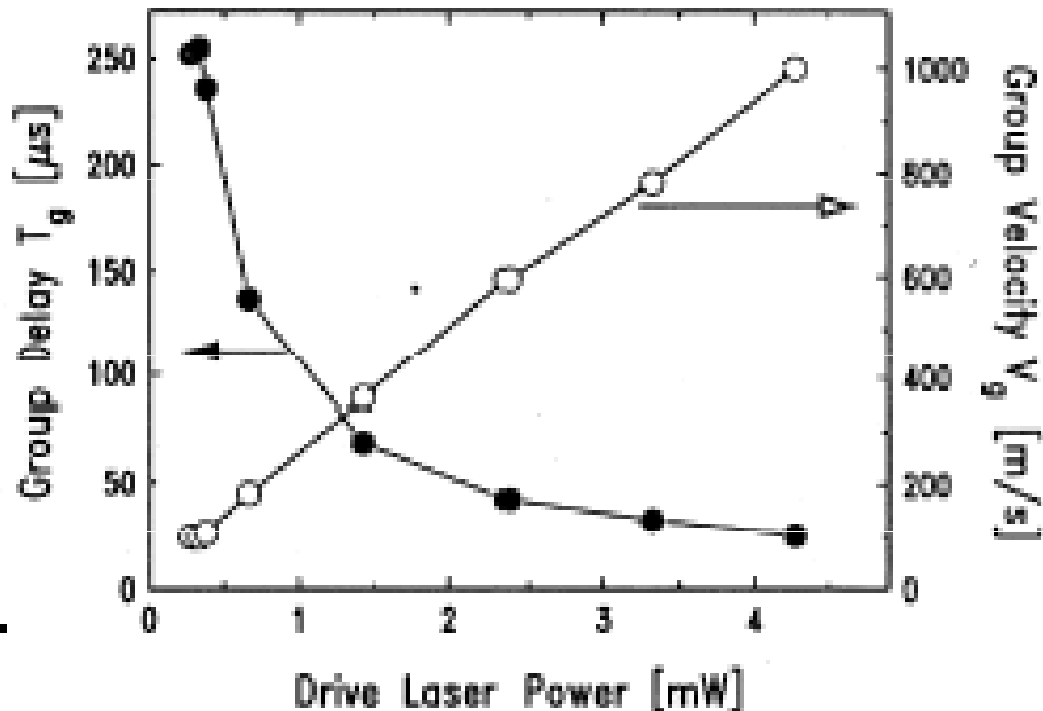
$$J = \frac{3}{2}$$

$$F = 1, 2$$

$$F = 1, 2$$

$$F = 0, 1, 2, 3$$

Pomalé světlo v horkých parách rubidia



Fysikální problém:
tepelný pohyb atomů \Rightarrow

Dopplerův jev

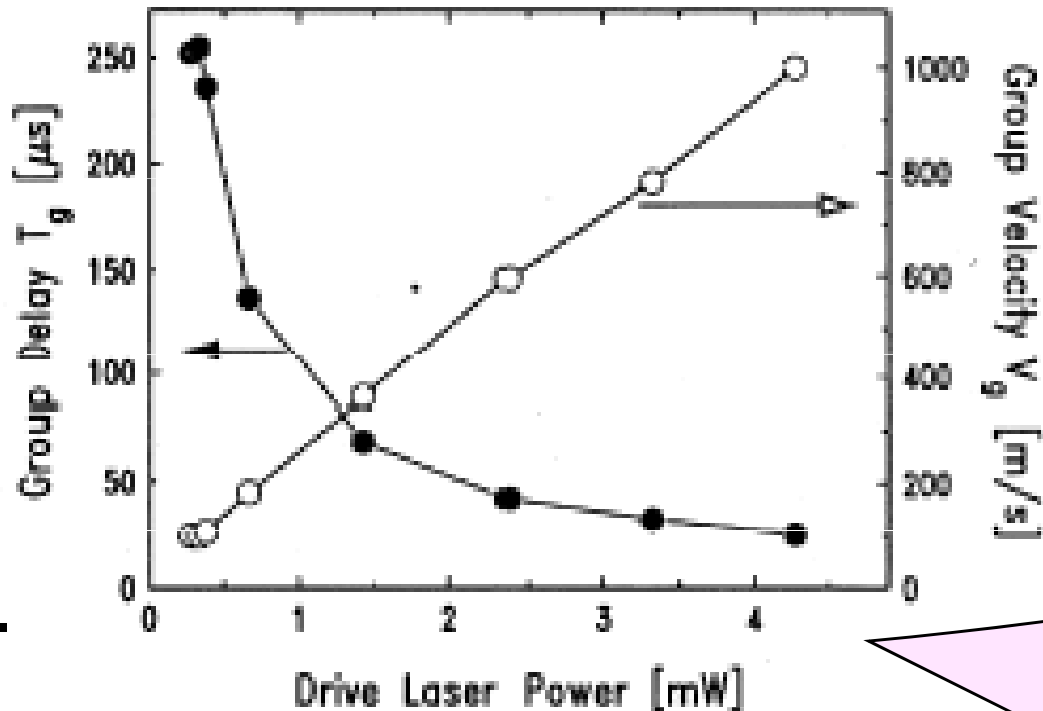
Posun frekvencí

$$\omega_P \rightarrow \omega_P + q_P \cdot v_{\text{TERM}}$$

$$\omega_C \rightarrow \omega_C + q_C \cdot v_{\text{TERM}}$$

při nízkých teplotách
tento problém nevzniká

Pomalé světlo v horkých parách rubidia



Fysikální problém:
tepelný pohyb atomů \Rightarrow

Dopplerův jev

Posun frekvencí

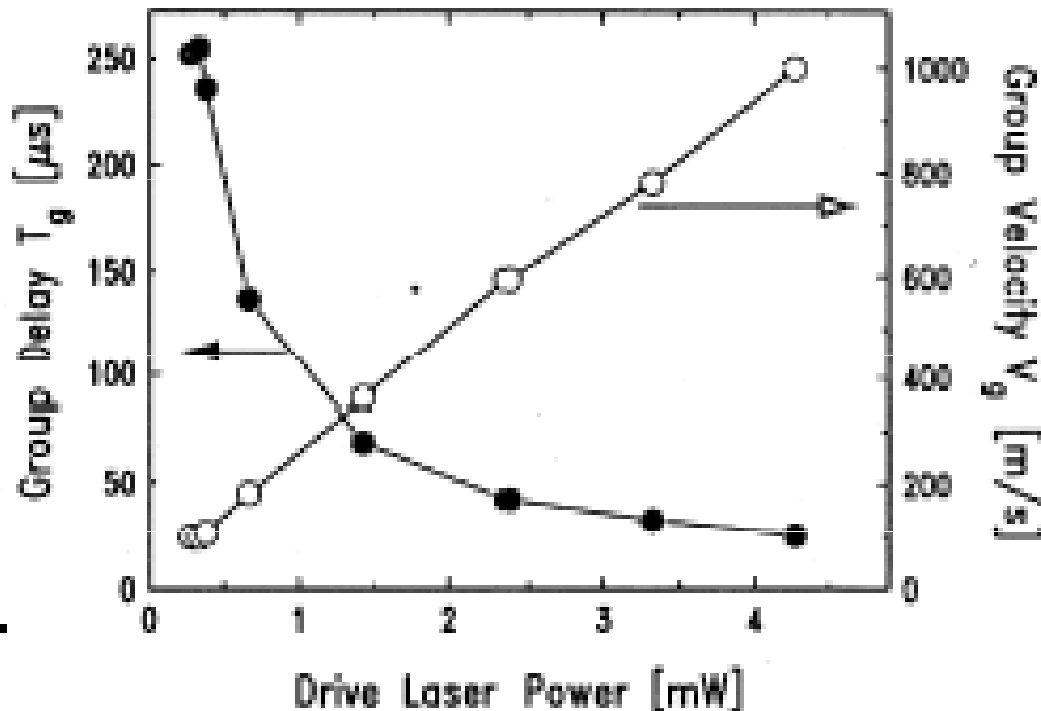
$$\omega_P \rightarrow \omega_P + q_P \cdot v_{\text{TERM}}$$

$$\omega_C \rightarrow \omega_C + q_C \cdot v_{\text{TERM}}$$

při nízkých teplotách
tento problém

nehomogenní rozšíření
spektrálních čar

Pomalé světlo v horkých parách rubidia



Fysikální problém:
tepelný pohyb atomů \Rightarrow

Dopplerův jev

Posun frekvencí

$$\omega_P \rightarrow \omega_P + q_P \cdot v_{\text{TERM}}$$

$$\omega_C \rightarrow \omega_C + q_C \cdot v_{\text{TERM}}$$

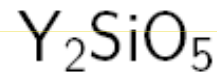
řešení

Dopplerův posuv stejný pro oba
svazky

při společném působení se posuvy
kompensují

Zpomalené světlo v krystalech Pr:YSO

YSO Yttrium Silicate Oxide ... *orthosilikát yttritý*



Průhledný krystal nízké monoklinické symetrie (grupa C_h^6)

Dvě neekvivalentní yttriové posice, obě o symetrii C_1 (bez symetrie)

Laserový materiál: substituce yttria X^{3+} : Y_2SiO_5

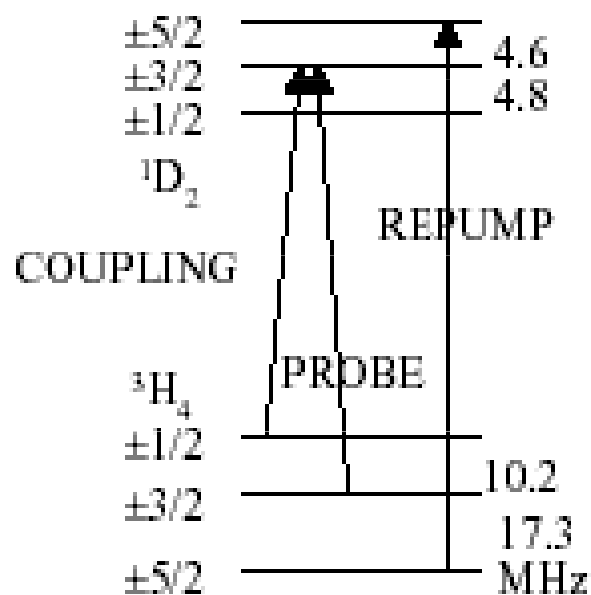
typické dopanty: $X = \text{Cr}, \text{Eu}, \text{Pr}$.

Vnitřní přechody f elektronů ve *vzácných zeminách* mají spektrální linie atomově ostré ... **podmínka navození EIT**

hyperjemná rozštěpení
řádu **MHz**

při optických frekvencích
řádu **10^{15} Hz**

Pr:YSO LEVEL DIAGRAM

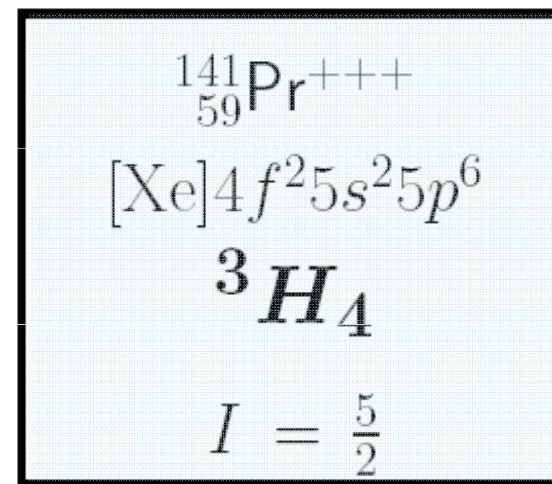
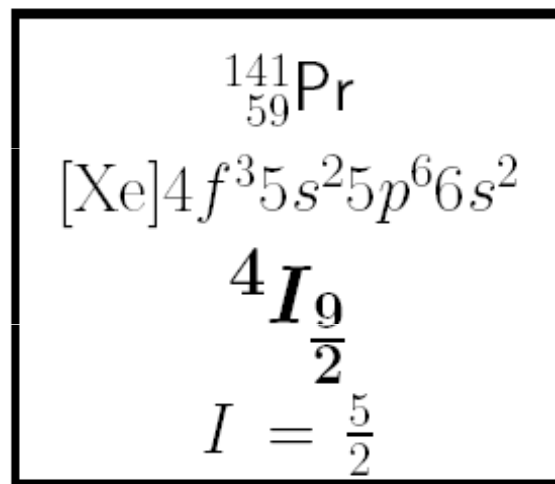


problém:
nehomogenní šířka
řádu **GHz**

Zpomalené světlo v krystalech Pr:YSO

praseodym

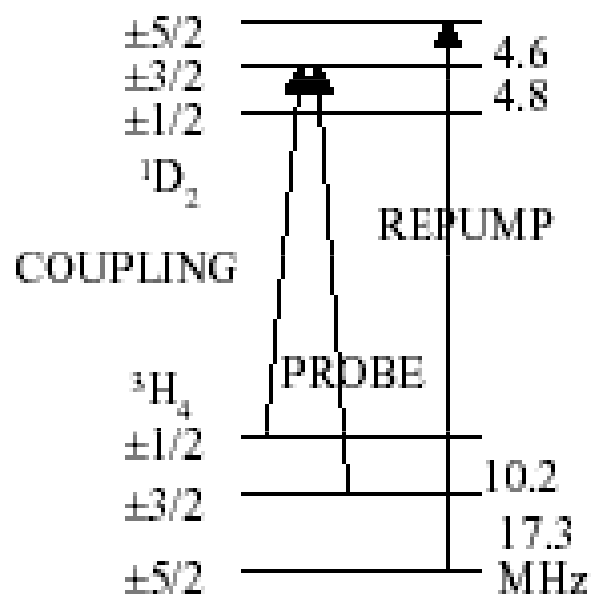
iont Pr^{+++}



hyperjemná rozštěpení
řádu **MHz**

při optických frekvencích
řádu **10^{15} Hz**

Pr:YSO LEVEL DIAGRAM

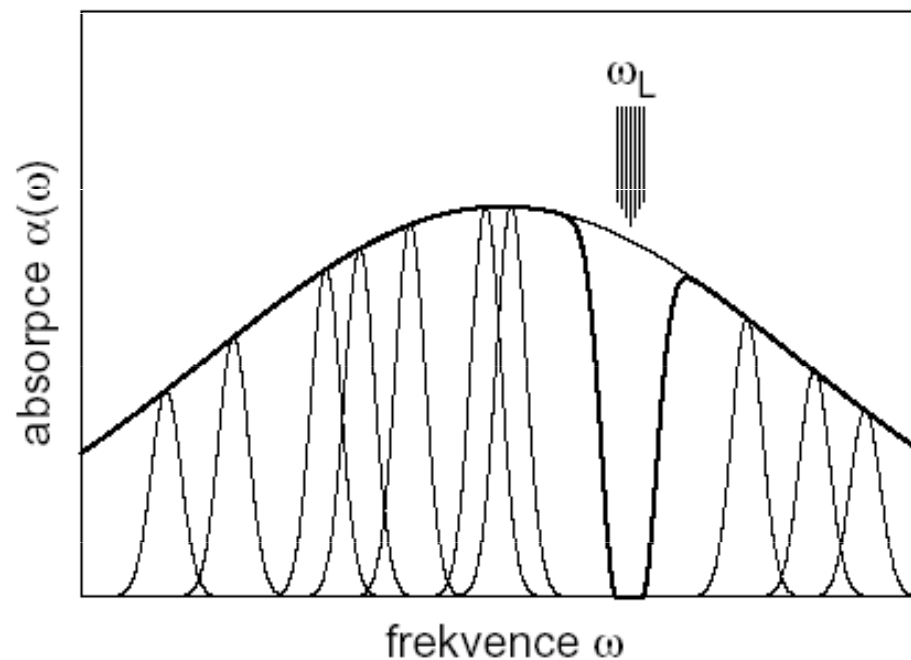


problém:
nehomogenní šířka
řádu **GHz**

Zpomalené světlo v krystalech Pr:YSO

Monochromatický silný laserový paprsek rezonančně excituje (a tím "odstraní") centra s úzkou distribuční funkcí odpovídající zhruba **homogenní šířce čáry jednoho centra**, s modifikací vyvolanou laserovým svazkem:

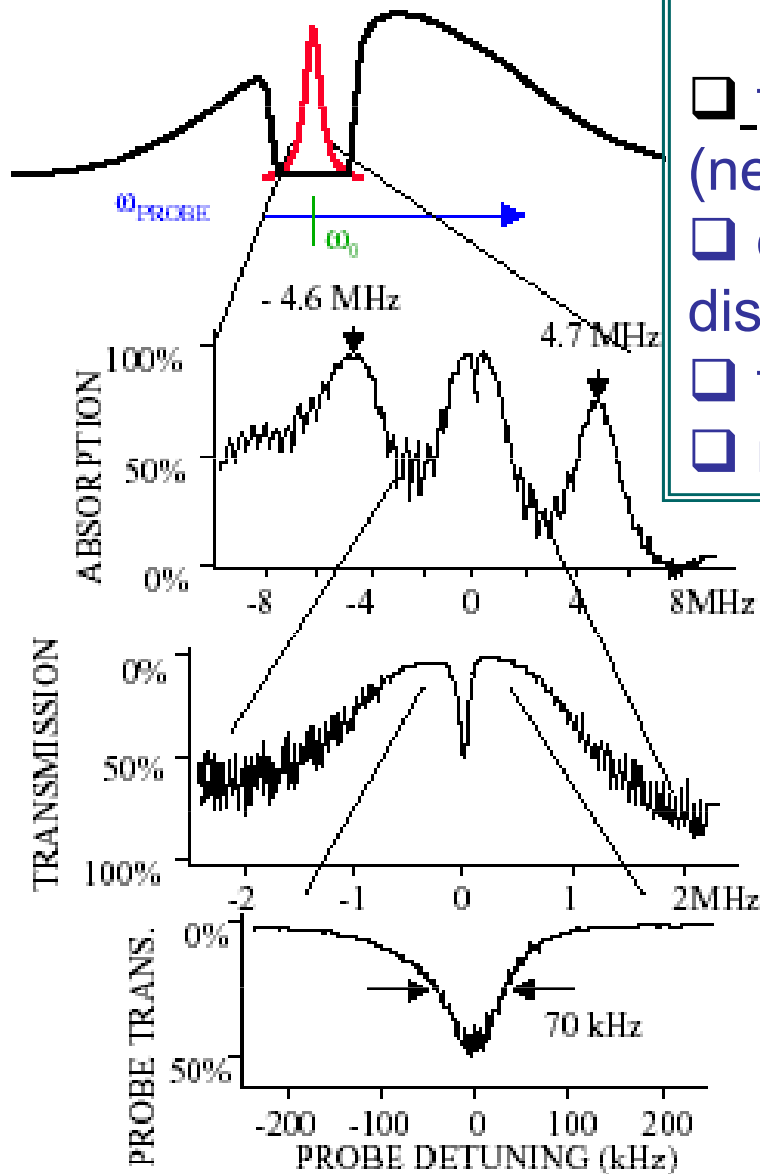
SPECTRAL HOLE BURNING



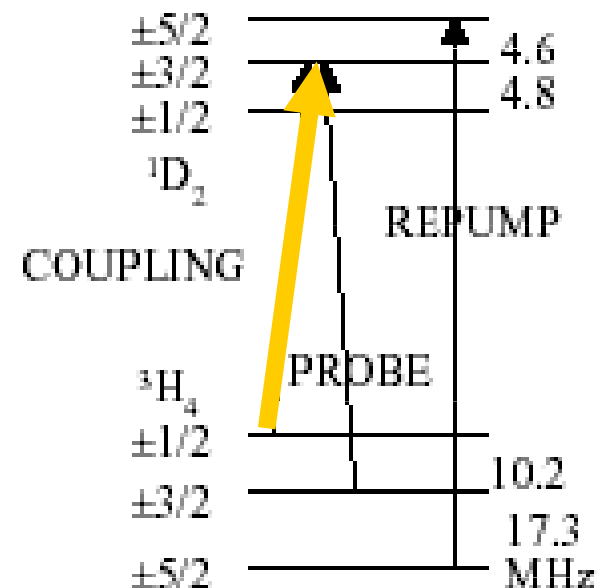
Zpomalené světlo v krystalech Pr:YSO

Vytvoření EIT v Pr:YSO

- technikou vypálení spektrální díry vzniká (nekoherentní) okno v široké čáře
- excitací ("repump") v něm vytvořena úzká distribuce ("antidíra")
- ta je vlastně triplet homog. rozšíř. čar
- na prostřední je naladěn C laser, vzniká EIT



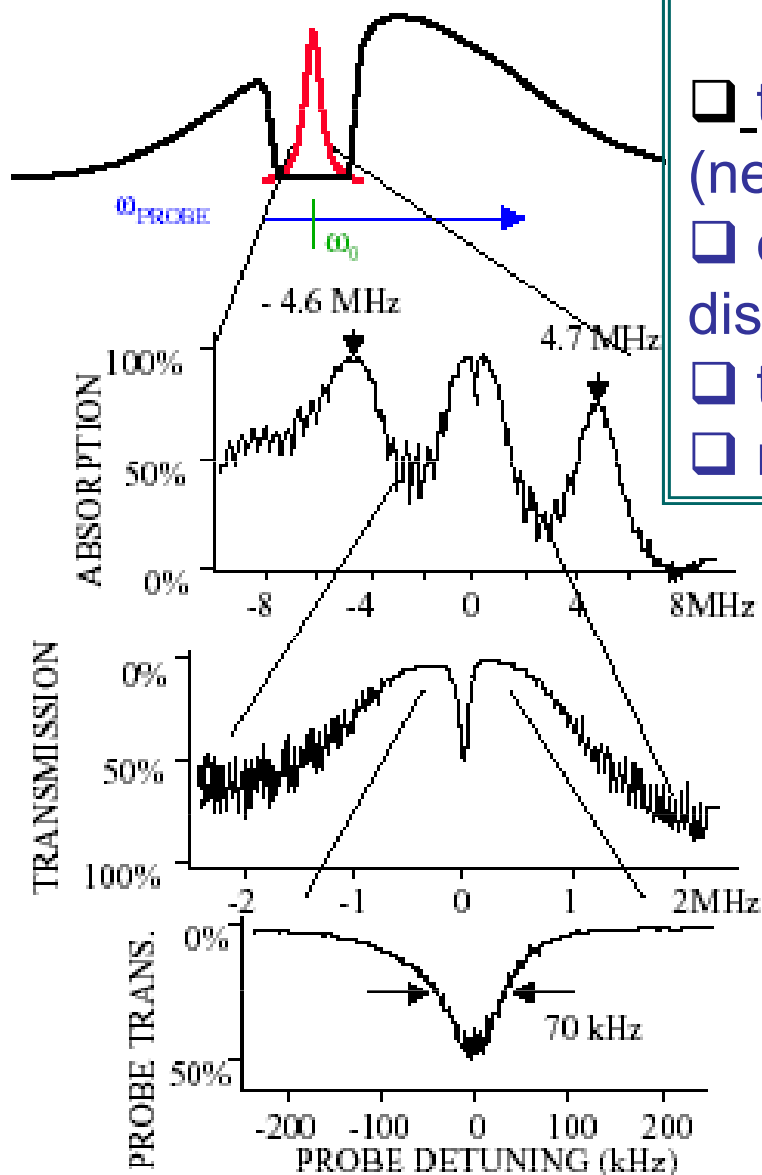
Pr:YSO LEVEL DIAGRAM



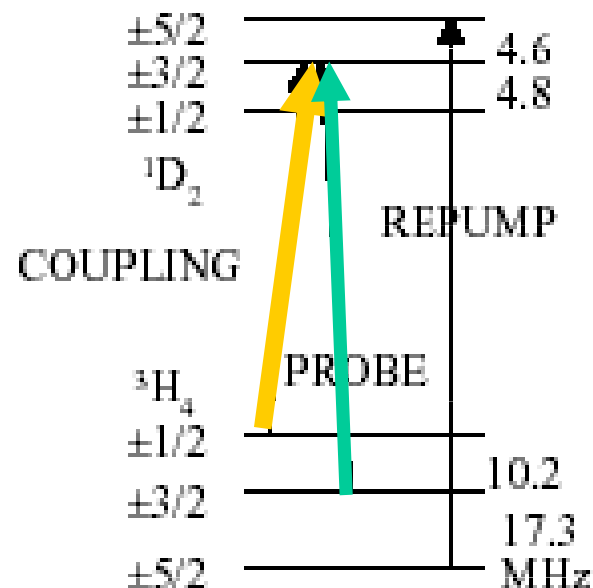
Zpomalené světlo v krystalech Pr:YSO

Vytvoření EIT v Pr:YSO

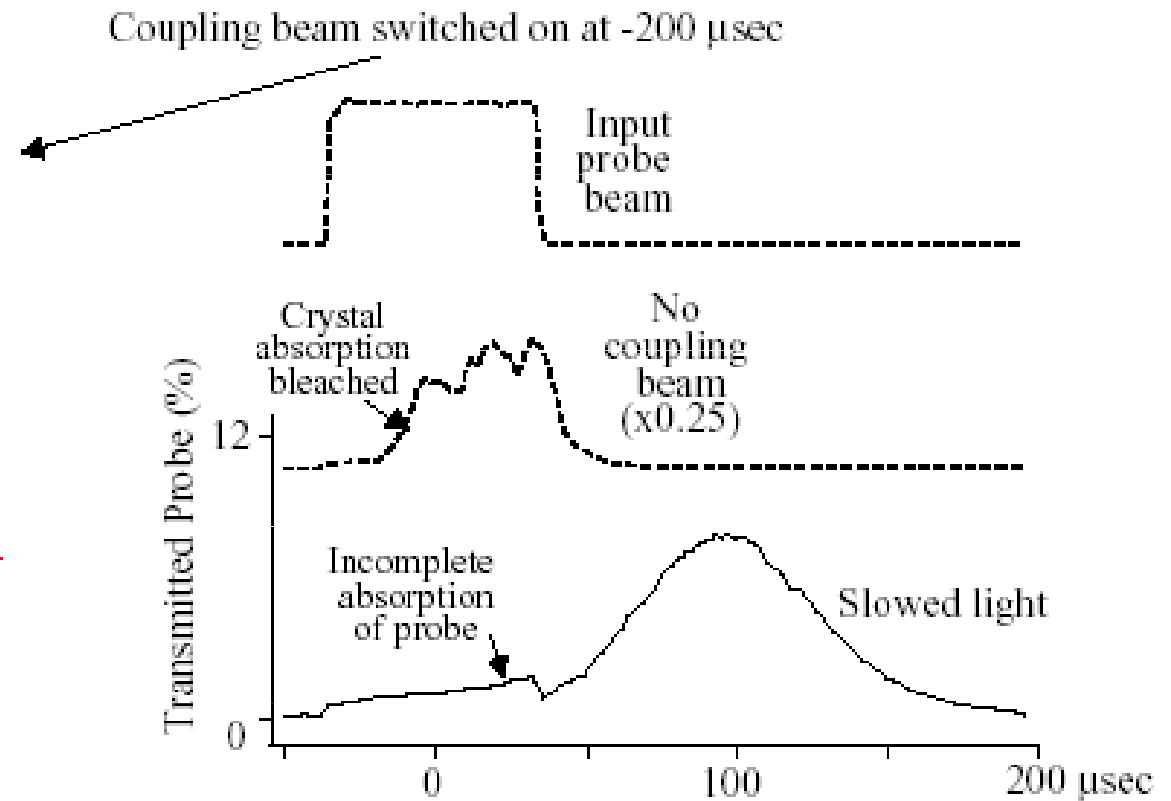
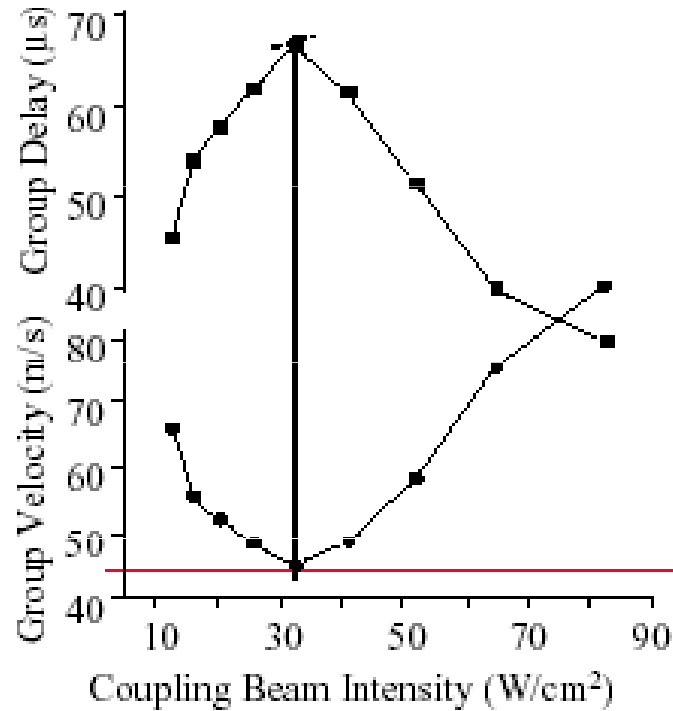
- technikou vypálení spektrální díry vzniká (nekoherentní) okno v široké čáře
- excitací ("repump") v něm vytvořena úzká distribuce ("antidíra")
- ta je vlastně triplet homog. rozšíř. čar
- na prostřední je naladěn C laser, vzniká EIT



Pr:YSO LEVEL DIAGRAM



Zpomalené světlo v krystalech Pr:YSO



výsledky srovnatelné se zředěnými atomovými parami

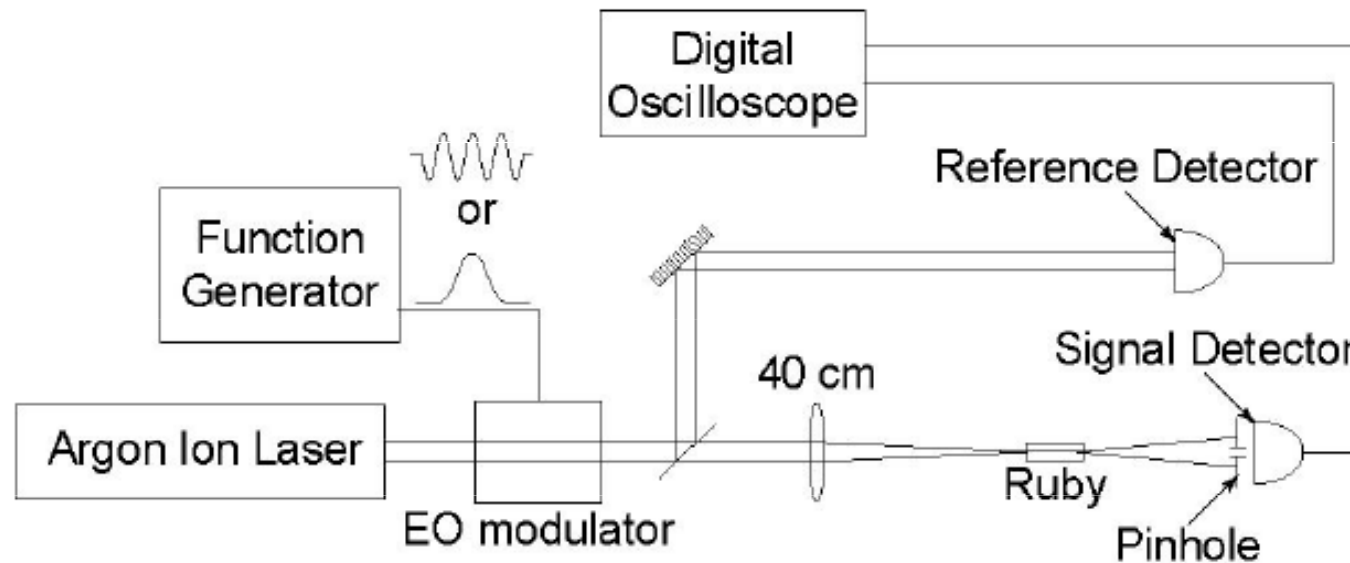
Zpomalené světlo v rubínu

rubín – $\text{Cr:Al}_2\text{O}_3$

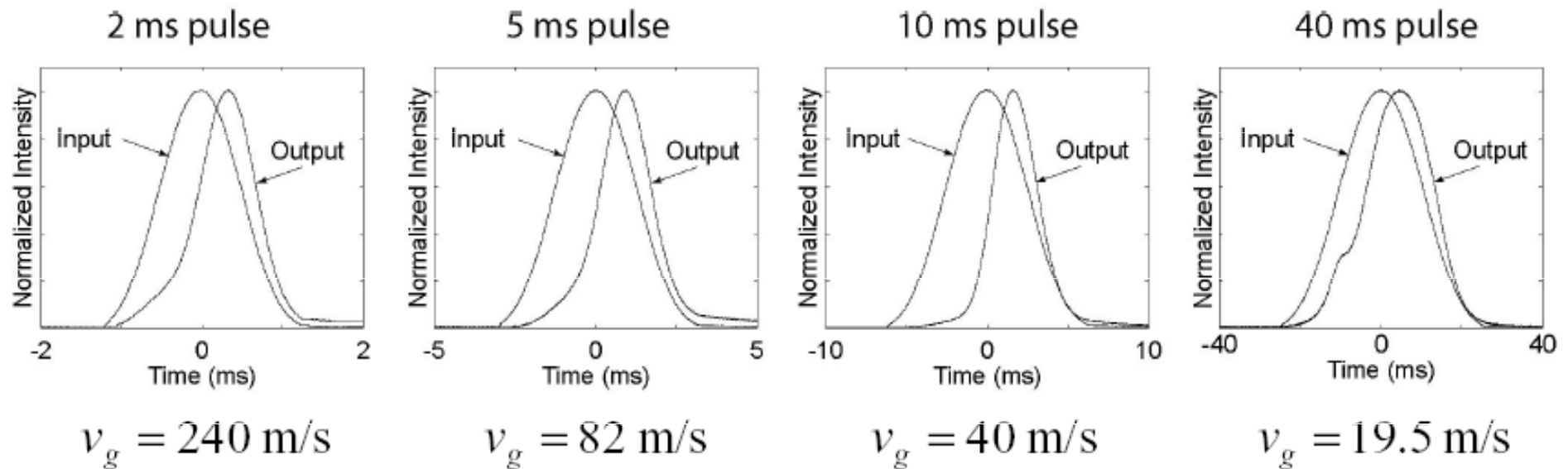
při pokojové teplotě

koherentní oscilace obsazení

jednoduché zařízení



Zpomalené světlo v rubínu



výsledky srovnatelné se zředěnými atomovými parami
jsou však dosud ve vývoji

AKT II. ZASTAVENÉ SVĚTLO

Jak se dá zastavit světlo ???

Tyto úvahy navázaly na zpomalení světla, byly však mnohem hlubší

- ❑ Zpomalený puls se prostorově smrští v poměru $v_g(\omega)/c = 1/n_g(\omega)$

Příklad: puls

trvá dobu	je dlouhý ve vakuu	při 30 m/s měří jen
2 μ s	600m	20 μ m

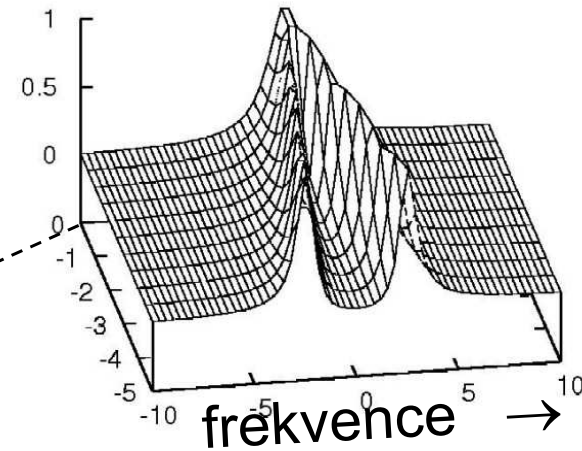
Může se celý vejít do EIT aktivního prostředí a dlouho tam pobýt

- ❑ Během této doby je možno jeho rychlost řídit regulací výkonu C-laseru, dá se i "zastavit"
- ❑ Otázka: je možná jeho rekuperace a opětné rozběhnutí?
- ❑ To by dávalo možnost nejenom zpoždování, ale i ukládání světelného pulsu do paměti
- ❑ **Od statického k *dynamickému EIT***

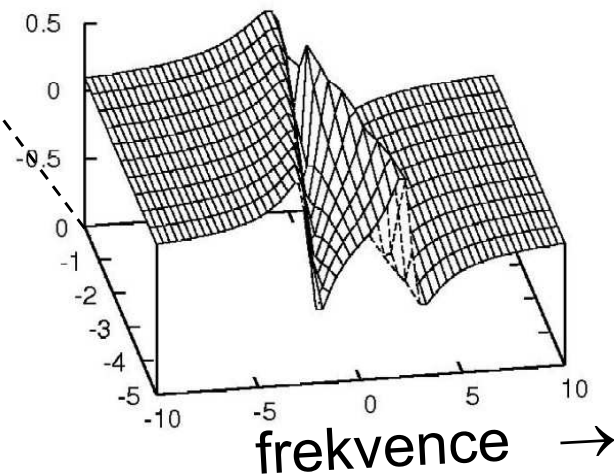
Jak se dá zastavit světlo ???

$$v_g = \frac{\hbar \epsilon_0 \cdot \Omega_C^2}{2 \omega_P \cdot |\mu_{13}|^2 \cdot \rho} \cdot c$$

intensita
C-laseru



extinkce

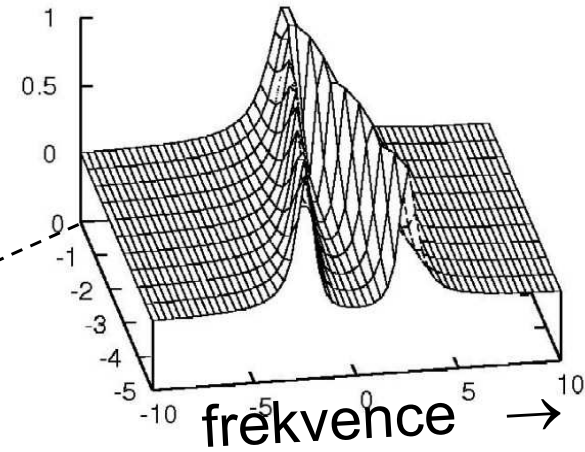


disperse

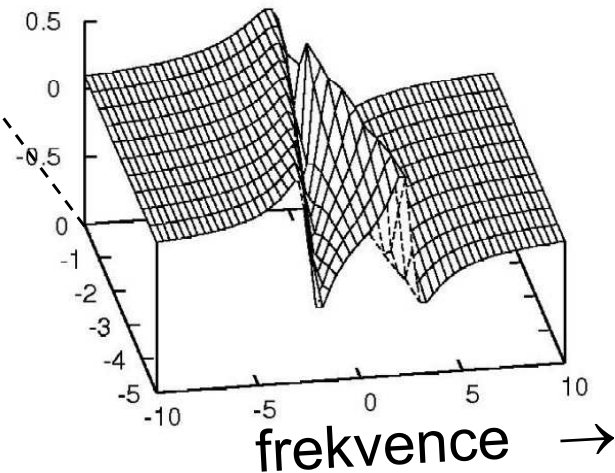
Jak se dá zastavit světlo ???

$$v_g = \frac{\hbar \epsilon_0 \cdot \Omega_C^2}{2 \omega_P \cdot |\mu_{13}|^2 \cdot \rho} \cdot c$$

intensita
C-laseru



extinkce



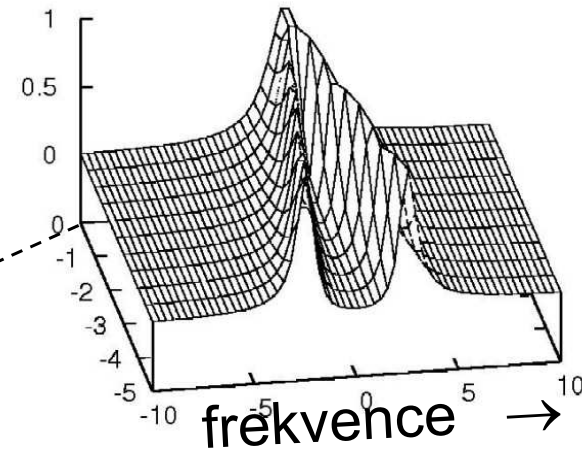
disperse

Jak se dá zastavit světlo ???

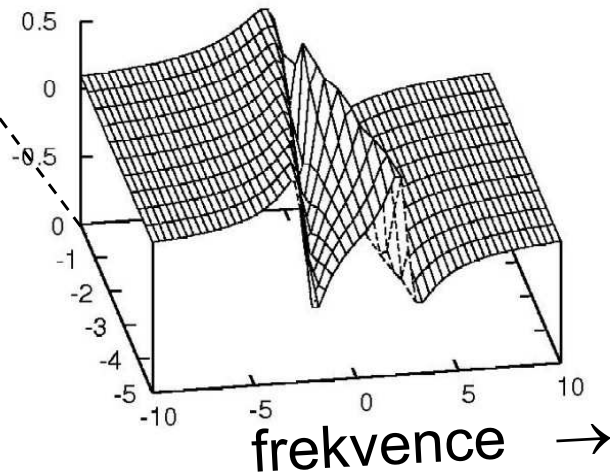
$$v_g = \frac{\hbar \epsilon_0 \cdot \Omega_C^2}{2 \omega_P \cdot |\mu_{13}|^2 \cdot \rho} \cdot c$$

- # necháme puls celý vstoupit do látky
- # vypínáním C-laseru snižujeme grupovou rychlost až k **nule**
- # co se však stane po opětovném zapnutí ???

intenzita
C-laseru



extinkce



disperse

2001

2001 - Nature 25 Jan., (Vol. 409, p.490)

Ch. Liu, Z. Dutton, C.H. Behroozi, L.V. Hau

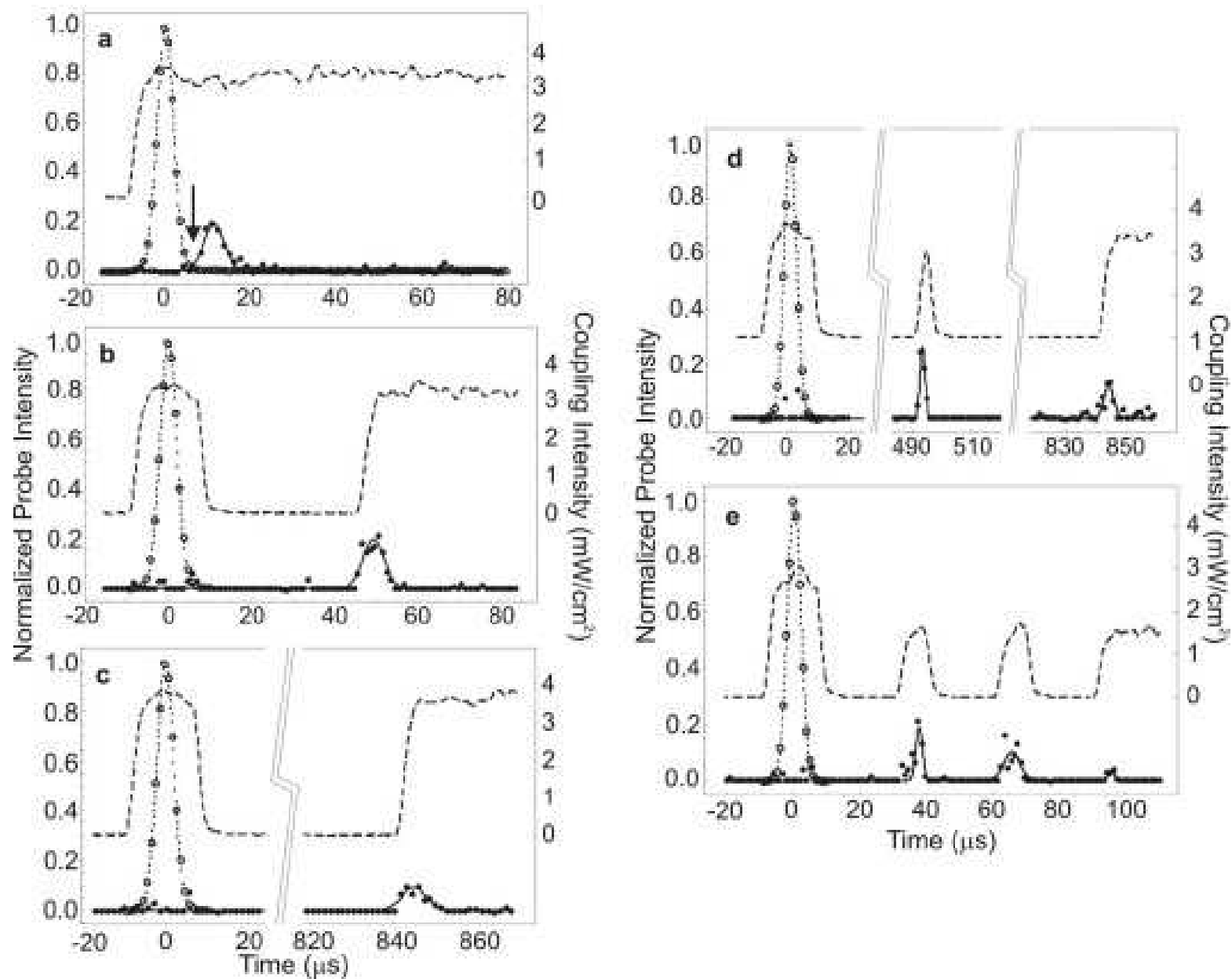
Dept. of Physics, Harvard University, Cambridge

Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses

Na - atomy, $T = 0.9 \mu\text{K}$, $t_{\text{stop}} = 44.3 \mu\text{s}$

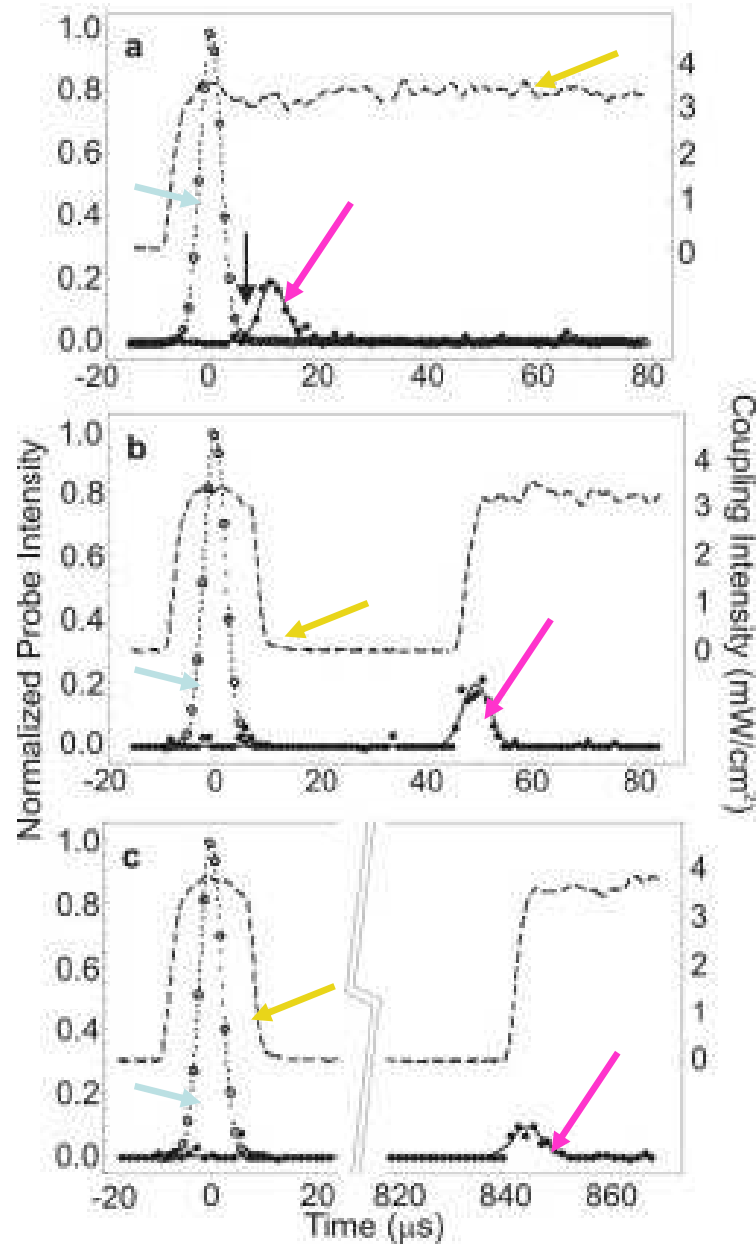
*Harvard opět
první*

Zastavené světlo v chladných parách sodíku

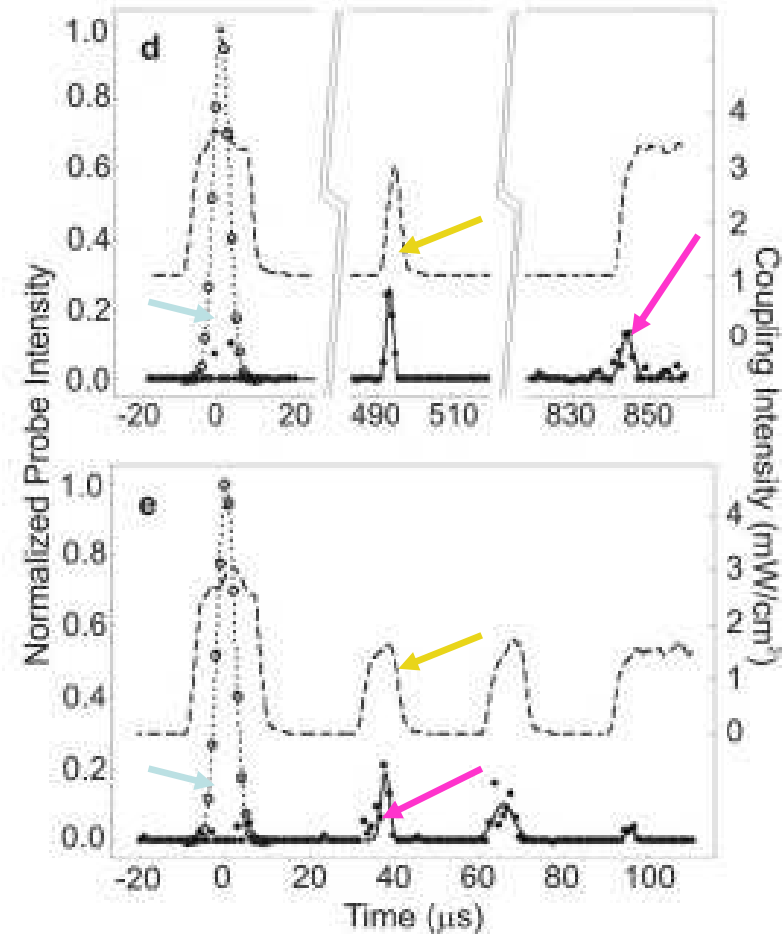


Zastavené světlo v chladných parách sodíku

IN



C laser



OUT

- 2001 - Nature 25 Jan.,(Vol. 409, p.490)

Ch. Liu, Z. Dutton, C.H. Behroozi, L.V. Hau

Dept. of Physics, Harvard University, Cambridge

Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses

- 2001 - PRL 29 Jan., (Vol. 86, p.783)

D.F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R.L. Walsworth, M.D. Lukin

Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge

Storage of light in atomic vapor

- 2002 - PRL 88 Jan.,(023602)

A.V. Turukhin, V.S. Sudarshanam, M.S. Shahriar, J.A. Musser, B.S. Ham, P.R. Hemmer

Research Laboratory of Electronics, MIT, Cambridge

Observation of Ultraslow and Stored Light Pulses in a Solid

- 2001 - Nature 25 Jan.,(Vol. 409, p.490)

Ch. Liu, Z. Dutton, C.H. Behroozi, L.V. Hau

Dept. of Physics, Harvard University, Cambridge

Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses

- 2001 - PRL 29 Jan., (Vol. 86, p.783)

D.F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R.L. Walsworth, M.D. Lukin

Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge

Storage of light in atomic vapor

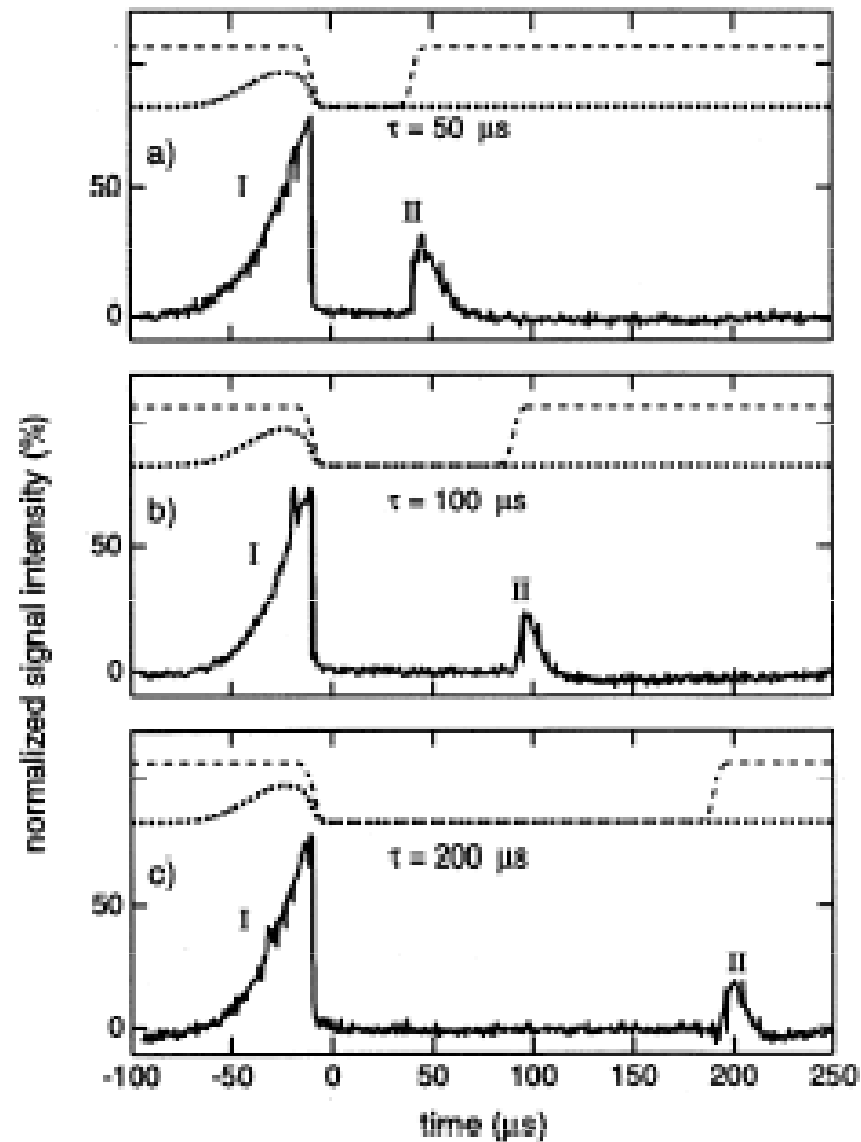
- 2002 - PRL 88 Jan.,(023602)

A.V. Turukhin, V.S. Sudarshanam, M.S. Shahriar, J.A. Musser, B.S. Ham, P.R. Hemmer

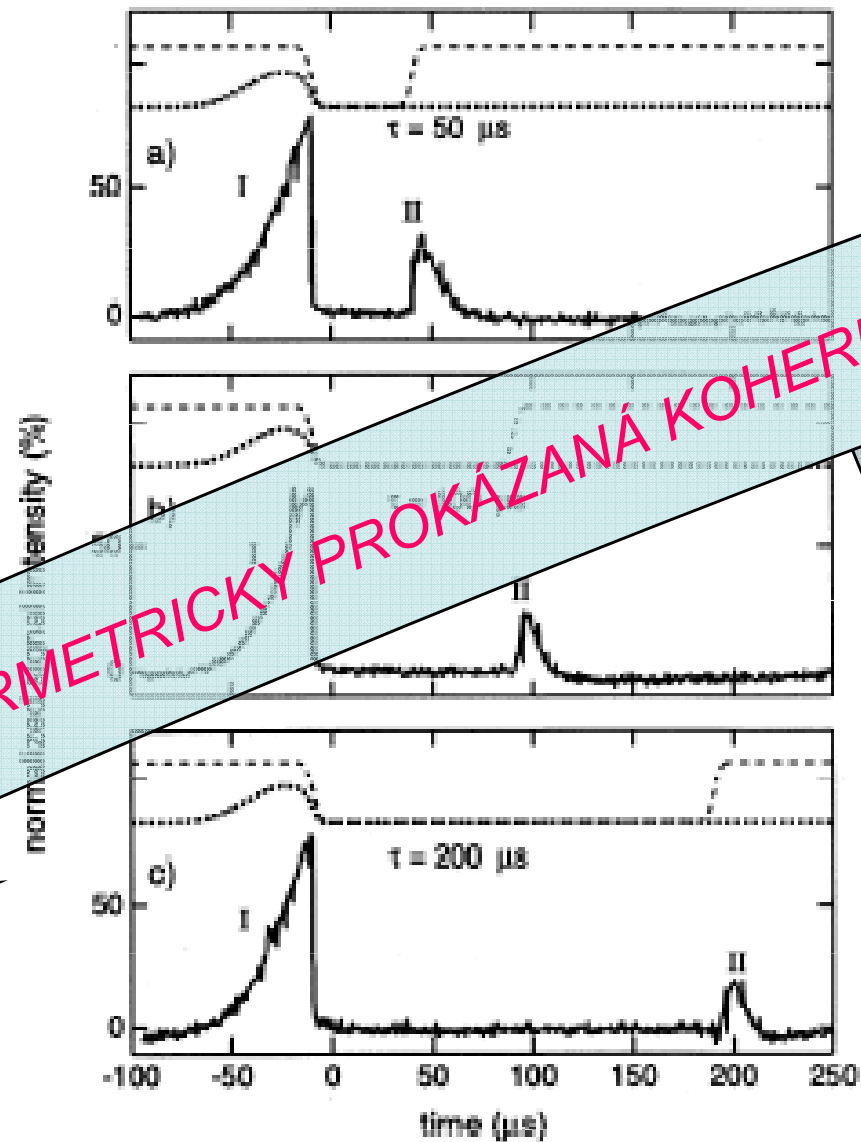
Research Laboratory of Electronics, MIT, Cambridge

Observation of Ultraslow and Stored Light Pulses in a Solid

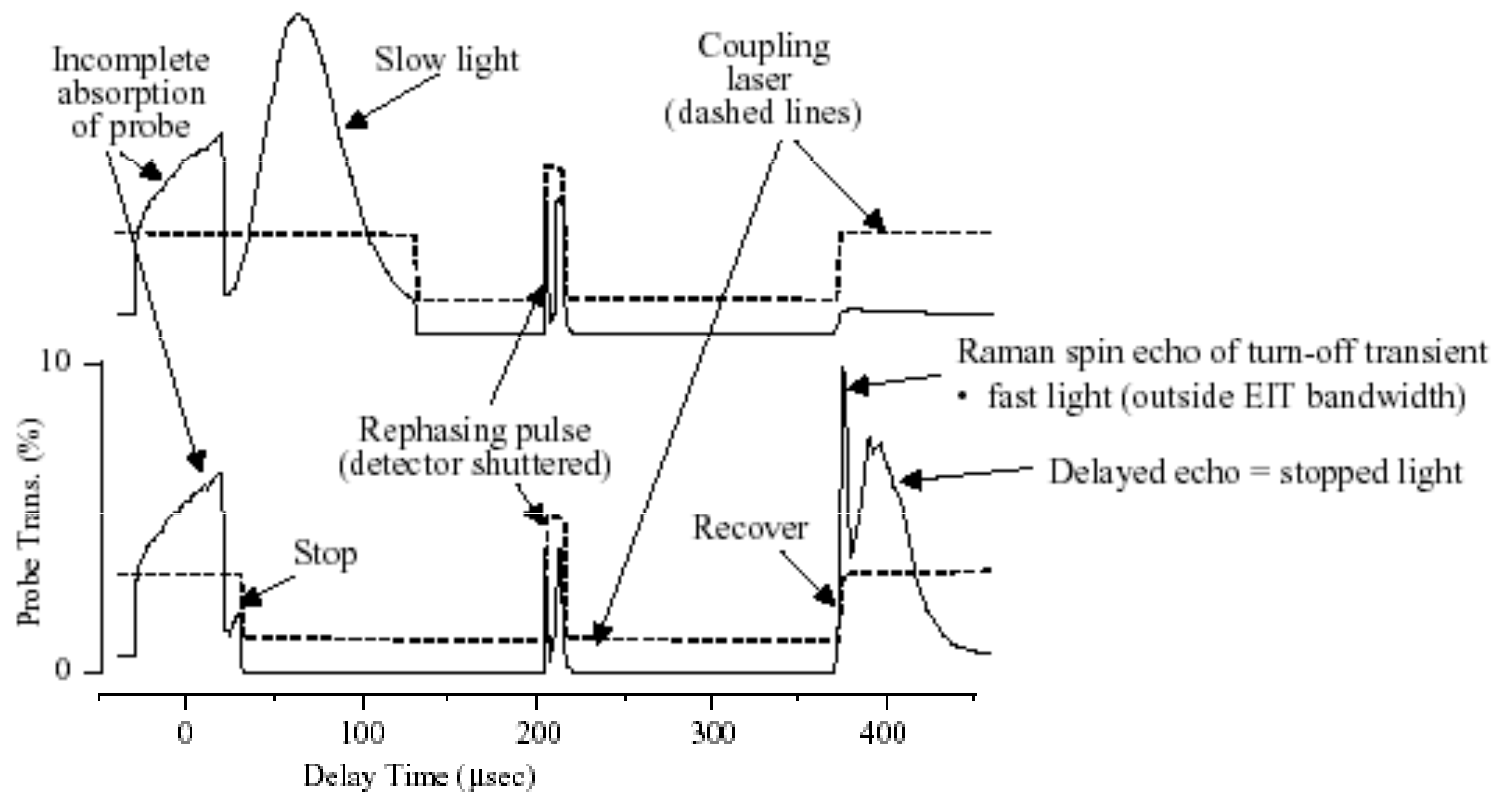
Zastavené světlo v horkých parách rubidia



Zastavené světlo v horkých parách rubidia



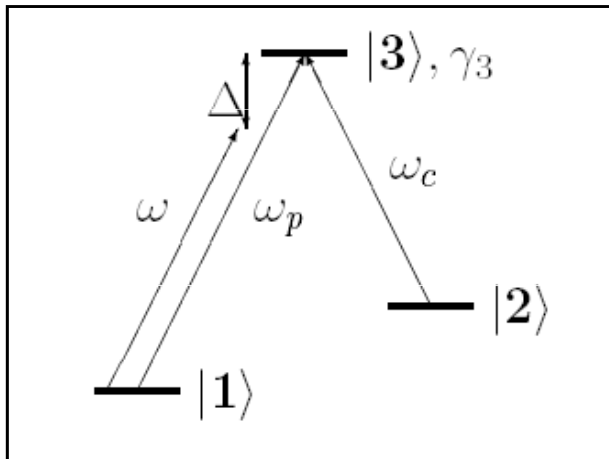
Zastavené světlo v krystalech Pr:YSO



Jak se dá zastavit a opět vypustit světlo ???

- ❑ Připomenutí: v hmotném prostředí se světlo pojí s polarisací, výsledné je spojení obou

- ❑ EIT



Možné stavy atomů

$|1\rangle + \mathbf{P}$ - světlo



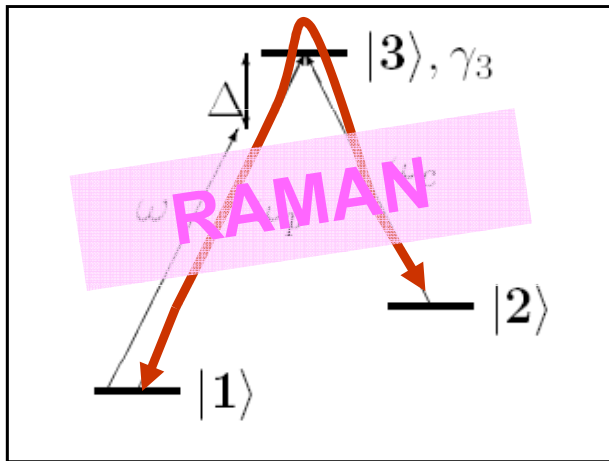
$|2\rangle$ - hmotná excitace

(stav $|3\rangle$ je virtuální a prostřednictvím \mathbf{C} - fotonu oba koherentně propojí)

Jak se dá zastavit a opět vypustit světlo ???

- ❑ Připomenutí: v hmotném prostředí se světlo pojí s polarisací, výsledné je spojení obou

- ❑ EIT



Možné stavy atomů

$|1\rangle + \mathbf{P}$ - světlo



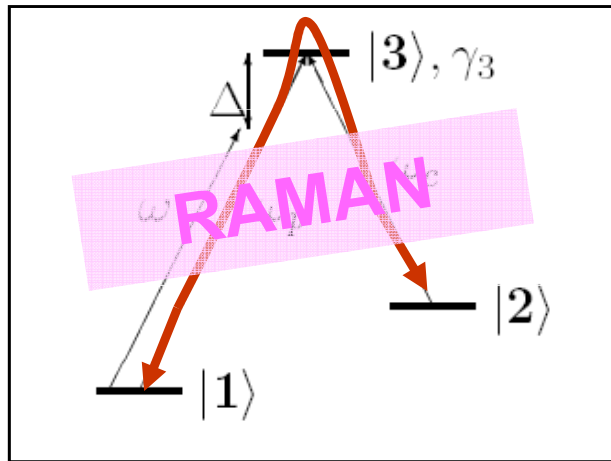
$|2\rangle$ - hmotná excitace

(stav $|3\rangle$ je virtuální a prostřednictvím \mathbf{C} - fotonu oba koherentně propojí)

Jak se dá zastavit a opět vypustit světlo ???

- Připomenutí: v hmotném prostředí se světlo pojí s polarisací, výsledné je spojení obou

- EIT



Možné stavy atomů

$|1\rangle + \mathbf{P}$ - světlo



$|2\rangle$ - hmotná excitace

(stav $|3\rangle$ je virtuální a prostřednictvím \mathbf{C} - fotonu oba koherentně propojí)

- \mathbf{P} – světlo propojí koherentně všechny excit. $|2\rangle$ atomy ...

TEMNÝ POLARITON

$|2\rangle \langle 1|$... "spin", *spinová koherence* jako kolektivní excitace

- v *adiabatickém* (pomalém) režimu

\mathbf{P} – světlo \sim *spinová koherence*

Jak se dá zastavit a opět vypustit světlo ???

- ❑ Výsledek teorie

$$\cos \Theta(t) = \frac{\Omega_C}{\sqrt{\Omega_C^2 + |\mu_{12}|^2 n_{\text{AT}} \times \text{const.}}}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{grup. rychlost} \quad \dots \quad \cos^2 \Theta(t) \\ |\langle \hat{\sigma}_{12} \rangle|^2 / |\langle \hat{E}_p \rangle|^2 \quad \dots \quad \tan^2 \Theta(t) \end{array} \right\} \text{propojení}$$

- ❑ Při vypínání **C** laseru zároveň
 - grupová rychlost klesá k nule
 - hmotná excitace tvoří 100% temného polaritonu
- ❑ Zastavena je tedy koherentní excitace atomového podsystemu.
- ❑ Po opětovém uvolnění se **koherentně a vratně** promění zpět na světlo

Výsledky modelového výpočtu

VOLUME 84, NUMBER 22

PHYSICAL REVIEW LETTERS

29 MAY 2000

Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency

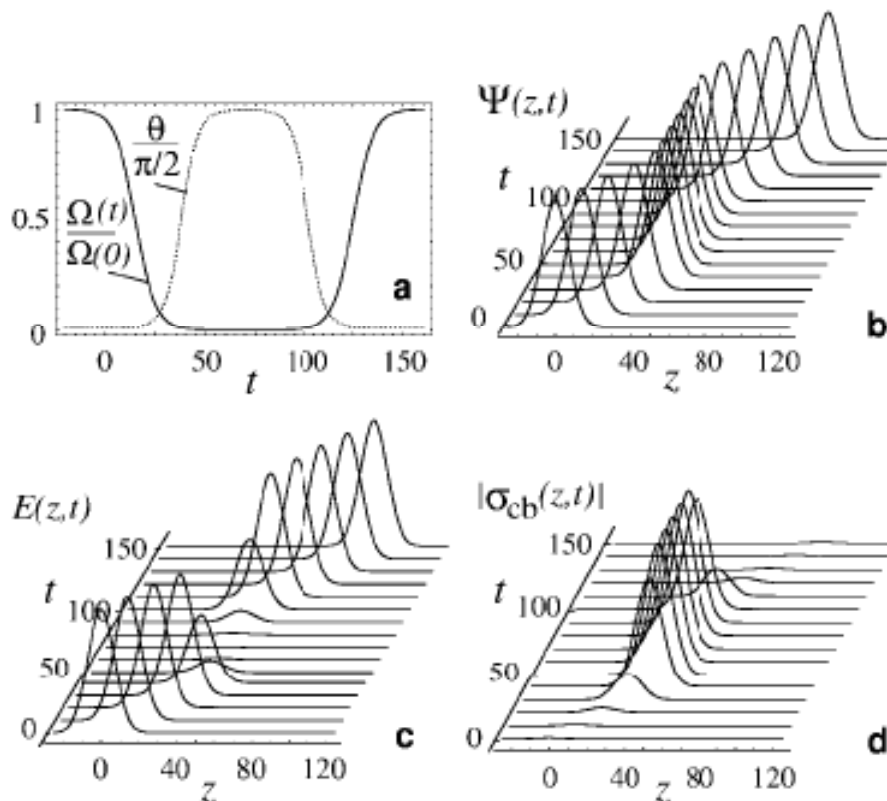
M. Fleischhauer¹ and M. D. Lukin²

Vypnutí a
znovuzapnutí
C laseru

P puls se
zastaví a
znovu rozjede

Světelná
komponenta je
po dobu
zastavení téměř
nulová

Stojící puls je
tvořen téměř
výlučně
polarisací
nesenou atomy



Výsledky modelového výpočtu

VOLUME 84, NUMBER 22

PHYSICAL REVIEW LETTERS

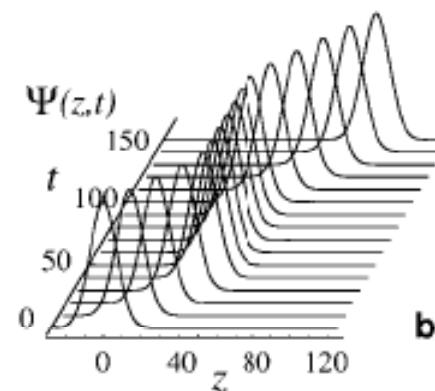
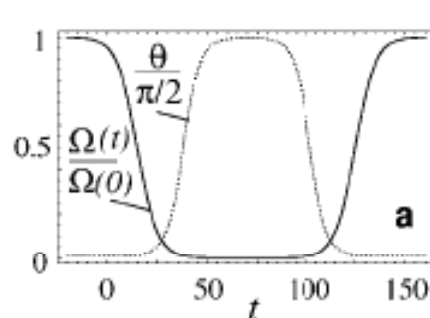
29 MAY 2000

Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency

M. Fleischhauer¹ and M. D. Lukin²

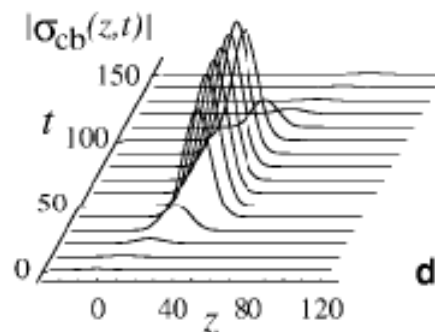
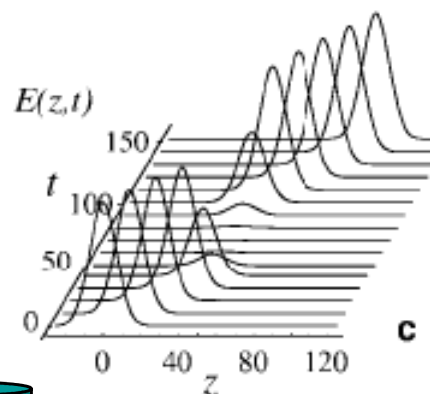
Vypnutí a
znovuzapnutí
C laseru

P puls se
zastaví a
znovu rozjede



Světelná
komponenta je
po dobu
zastavení téměř
nulová

Stojící puls je
tvořen téměř
výlučně
polarisací
nesenou atomy



Shoda s experimentem a jeho fyzikální vysvětlení

The end